

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
FACOLTÀ DI INGEGNERIA

Tesi di Laurea in
INGEGNERIA DELL'INFORMAZIONE

Una Prospettiva sulla Spintronica
An outlook on spintronics

Relatore
Prof. Alessandro Paccagnella

Candidato
Andrea Peruffo

Correlatore
Dott. Simone Gerardin

Anno Accademico 2011/2012

*E quando miro in cielo arder le stelle
Dico fra me pensando:
A che tante facelle?
Che fa l'aria infinita, e quel profondo
Infinito Seren? che vuol dir questa
Solitudine immensa? ed io che sono?
Così meco ragiono: e della stanza
Smisurata e superba,
E dell'innumerabile famiglia;
Poi di tanto adoprare, di tanti moti
D'ogni celeste, ogni terrena cosa,
Girando senza posa,
Per tornar sempre là donde son mosse;
Uso alcuno, alcun frutto
Indovinar non so. Ma tu per certo,
Giovinetta immortal, conosci il tutto.*

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Cos'è lo spin?	4
1.2	Perché lo spin?	6
2	Magnetismo e proprietà magnetiche della materia	9
2.1	Momenti magnetici atomici	13
2.2	Cenni al ferromagnetismo	14
3	Multistrati metallici magnetici	17
3.1	Interlayer Exchange Coupling	17
3.2	Magnetoresistenza Gigante	20
3.3	Valvole Spin	23
3.4	Magnetic Tunnel Junction	25
3.5	Modello Julliere per la TMR	26
3.6	Momento torcente di spin	28
3.6.1	Origini della spin torque	30
3.7	Applicazioni	33
3.7.1	Hard Disk Magnetici	35
3.7.2	RAM Magnetiche (MRAM)	35
4	Semiconductor Spintronics	38
4.1	Semiconduttori Ferromagnetici	39
4.2	Coerenza di spin e accoppiamento spin-orbita	40
4.3	Spin-LED	43
5	Dispositivi a trasporto laterale di spin	46
5.1	Effetto Hall di Spin	46
6	Conclusione	49
	Bibliografia	51

Capitolo 1

Introduzione

Con il termine spintronica ci si riferisce comunemente ad un insieme di fenomeni in cui lo spin degli elettroni gioca un ruolo fondamentale in un sistema fisico allo stato solido. Il suo nome deriva dalla contrazione di *spin based electronics* e rappresenta un campo di ricerca dell'elettronica nuovo ed emergente: i dispositivi spintronici sono basati sul controllo elettrico, ottico o magnetico dello spin, in sostituzione o in aggiunta all'utilizzo della carica dell'elettrone per le funzionalità di un dispositivo. Fino a pochi anni fa lo spin e la carica di un elettrone erano considerati separatamente: l'elettronica manipola la carica attraverso campi elettrici, ma non si cura dello spin, mentre la registrazione su nastri magnetici usa lo spin solo per la sua manifestazione macroscopica, cioè la magnetizzazione di un ferromagnete. Il panorama cambiò nel 1988 con la scoperta indipendente e simultanea della MagnetoResistenza Gigante (GMR) su multistrati metallici (Fe/Cr) magnetici da parte di Albert Fert e Peter Grünberg, per la quale ricevettero il Nobel per la Fisica nel 2007 [27, 28].

L'effetto GMR si verifica su un tristrato di materiale ferromagnetico/diamagnetico/ferromagnetico; se le magnetizzazioni degli strati ferromagnetici sono parallele si sperimenta una bassa resistenza, mentre si ha uno stato di alta resistenza se le magnetizzazioni sono antiparallele. Con un sensore in grado di percepire la differenza di conduttività, si può codificare l'informazione binaria. Nel 1933 Mott pubblica per primo un articolo in cui espone il concetto di conduzione spin-dipendente, e di considerare in un ferromagnete due canali di conduzione separati e non interagenti: sono occorsi 40 anni prima di riceverne conferma sperimentale, e di cominciare a comprendere l'effetto GMR [25].

Nel 1975 avvenne la scoperta della Tunneling MagnetoResistance (TMR) da parte di Julliere in un sistema di Fe/GeO/Co a temperature vicine allo zero assoluto, ma non ricevette molto interesse, anche per la poca sfrutta-

bilità commerciale [26]. La TMR è un effetto tipico delle Magnetic Tunnel Junctions (MTJ): in questo caso, tra i due strati ferromagnetici vi è una barriera isolante; se questa è sottile a sufficienza, gli elettroni possono passare da uno strato all'altro per effetto tunnel, rigorosamente quantomeccanico. Solo negli ultimi anni si sono trovate applicazioni a temperatura ambiente; nel 2009 ad esempio, un team di ricercatori ha trovato valori di TMR tra il 600% più alti a temperatura ambiente, e del 1000% a temperature di circa 4 K.

Da quel momento si aprì una strada per il controllo efficiente del moto degli elettroni agendo sul loro spin, attraverso l'orientazione della magnetizzazione. Le applicazioni, già presenti nel mercato o future, sono onnipresenti e spaziano dall'immagazzinamento dell'informazione, alla computazione, all'informatica quantistica.

Gli ambiti di ricerca della spintronica si possono dividere in tre grandi categorie: la prima riguarda lo studio di leghe ferromagnetiche che portano agli effetti della GMR e TMR (qui indicata come *multistrati metallici magnetici*). La seconda si occupa di inserire elementi ferromagnetici nei semiconduttori per iniettare e utilizzare correnti polarizzate in spin, mentre la terza, la cosiddetta informatica quantistica, cerca di manipolare lo stato *up* e *down* dell'elettrone per sviluppare logiche e computer quantistici.

In termini di materiali, lo studio dello spin include multistrati metallici, semiconduttori inorganici e organici, nanostrutture di carbonio (grafene etc.), ossidi di transizione; la diversità di materiali dà testimonianza della vastità degli studi e delle potenzialità. La tecnologia oggi dominante è basata sui semiconduttori, su dispositivi che sono basati sul trasferimento di carica che hanno trovato una crescita impressionante, testimoniata dalla legge di Moore [29]: un raddoppio della velocità di computazione (ma anche il numero di transistor per chip) ogni 18 mesi. Questo trend si può seguire solo grazie ai significativi avanzamenti nella densità di integrazione di hard disk e RAM non volatili portati dalle scoperte di GMR e di TMR.

1.1 Cos'è lo spin?

L'elettronica convenzionale si basa e utilizza il flusso di carica dell'elettrone, ma questo possiede un momento angolare intrinseco, detto spin. Lo spin, denotato con il vettore \mathbf{S} , è una proprietà intrinseca dell'elettrone, caratterizzata dal numero quantico $1/2$: di fatto, tutti i protoni, neutroni, elettroni hanno spin $s = 1/2$. Questo porta ad un momento angolare totale

$$\mathbf{S} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} + 1\right)}\hbar = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar$$

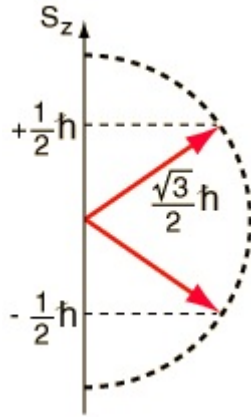


Figura 1.1: Rappresentazione dello spin con quantizzazione spaziale.

\mathbf{S} non può essere misurato contemporaneamente nelle tre direzioni spaziali con precisione arbitraria, per il Principio di Indeterminazione, ma si possono misurare le componenti lungo gli assi, che sono anche esse quantizzate e risulta una struttura in cui sono possibili solo due orientazioni della componente z del momento angolare:

$$S_z = m_s \hbar \quad \text{con} \quad m_s = \pm \frac{1}{2}$$

il che implica che possono orientarsi solo nei modi corrispondenti alle proiezioni uguali a $+\hbar/2$ e $-\hbar/2$, come si vede in figura. Comunemente si chiamano *spin-up* e *spin-down*.

Sono due esperimenti che danno ragione alla presenza dello spin: la divisione delle linee dello spettro dell'idrogeno e l'esperimento Stern-Gerlach [30]. Quest'ultimo, nel 1922, ha mostrato che un fascio di atomi di argento fatto passare attraverso un campo magnetico di intensità crescente si divide in due fasci: il tutto porta a dimostrare che un singolo elettrone possiede un momento angolare intrinseco e un momento magnetico. Classicamente questo risulta possibile se si pensa all'elettrone come una sfera carica che ruota su se stessa: da questa considerazione è nato il nome *spin*, che significa trottola.

L'elettrone ha dunque un momento angolare intrinseco, che è indipendente dal momento angolare orbitale! Ad ogni momento angolare risulta sempre associato un momento magnetico: questo implica che gli elettroni, interagendo con un campo magnetico, si comportano come minuscoli aghi magnetici. La componente z del momento magnetico associato ci si aspetta essere nella forma

$$\mu_z = \pm \frac{1}{2} \frac{e}{2m_e} \hbar$$

come per il momento magnetico associato alla componente orbitale del momento angolare, ma sperimentalmente si trova un valore

$$\mu_z = \pm \frac{1}{2} g \frac{e}{2m_e} \hbar$$

dove e ed m_e sono rispettivamente carica e massa dell'elettrone, e g è chiamato *rapporto giromagnetico*: per l'elettrone questo vale $g = 2.00232$ ($g = 1$ per il momento angolare orbitale). Il preciso valore di g viene predetto dalla meccanica quantistica nell'equazione di Dirac [31]; da questa nasce la costante naturale chiamata *Magnetone di Bohr*, definita:

$$\mu_B = \frac{e}{2m_e} \hbar$$

Il momento magnetico di spin è importante nelle interazioni spin-orbita e nelle azioni tra atomi e campi magnetici esterni.

Il termine spin non deve essere preso alla lettera, cioè nel senso classico di una sfera rotante su se stessa. Una sfera carica in rotazione attorno al proprio asse produce sì un momento magnetico, ma l'intensità di questo deve essere ragionevole in rapporto alle dimensioni della sfera stessa. Esperimenti di diffusione ad alte energie mostrano che l'elettrone non ha "corpo" fino ad una risoluzione di 10^{-3} fermi: a questi livelli, per produrre il momento magnetico osservato, occorre una rotazione di circa $10^{32} rad/s$, decisamente eccessiva anche per il mondo dell'ultrapiccolo.

Ora si fa largo un'altra domanda:

1.2 Perché lo spin?

Ebbene, ci sono quattro importanti motivi.

Prima di tutto, la connessione tra lo spin e magnetismo, necessario per l'immagazzinamento dell'informazione. Lo spin è collegato ai materiali ferromagnetici perchè la magnetizzazione spontanea permette agli stati elettronici di diventare spin-dipendenti, mentre per i materiali non magnetici gli stati elettronici giungono in coppie con la stessa energia ma con spin opposto, che porta ad una densità degli stati (DOS) indipendente dallo spin. In sostanza, in un materiale ferromagnetico, la DOS è diversa per gli stati spin-up e spin-down. Dato che molte proprietà di trasporto dipendono dalla densità degli stati vicino all'Energia di Fermi, l'asimmetria nella densità degli stati permettono ai ferromagneti di generare, manipolare, e rivelare lo spin.

Inoltre, i materiali ferromagnetici possiedono la proprietà dell'isteresi: se viene fatto variare il campo magnetico a cui è sottoposto un ferromagnete,

la caratteristica traccia un ciclo, detto appunto isteresi, in cui si può notare che, in genere, la magnetizzazione ha due diversi stati stabili per un campo nullo. Le proprietà magnetiche variano molto a seconda della composizione chimica, ma anche da trattamenti termici o sollecitazioni meccaniche. In termini di memoria, i due stati stabili a campo magnetico zero corrispondono ai livelli logici 0 e 1 di un bit. I dati possono essere scritti applicando un campo magnetico per allineare la magnetizzazione, creando uno stato stabile quando il campo magnetico viene spento: i ferromagneti sono quindi i naturali candidati per lo stoccaggio dell'informazione. Nasce quindi una connessione tra spintronica e l'immagazzinamento dei dati.

In terzo luogo, lo spin è connesso alla meccanica quantistica. In meccanica classica il momento angolare può essere diviso in due parti, un momento angolare *orbitale* e un momento angolare *di spin*. Se uno considera il moto della Terra attorno al Sole, questo genera momento angolare orbitale, mentre la rotazione genera momento angolare di spin. In un atomo, il moto è governato dalla meccanica quantistica, e l'idea di spin nasce quando Dirac ha combinato meccanica quantistica con la relatività speciale negli anni '20 [31]. Risolvendo l'equazione di Dirac, una delle conseguenze è la necessità di una proprietà interna, lo spin. Data la sua origine quantomeccanica, gode di proprietà particolari: il suo valore, lungo un qualsiasi asse (ad esempio l'asse z) può prendere sempre solo due valori, $S_z = \pm h/2$. Inoltre obbedisce al principio di indeterminazione di Heisenberg, ovvero le tre componenti dello spin (S_x, S_y, S_z) non possono essere misurate con precisione arbitraria contemporaneamente. Dal punto di vista della computazione risulta più importante il fatto che lo spin può essere in una sovrapposizione quantistica di stati, $\alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$, dove α e β sono numeri complessi. In questo punto nasce il qubit: un bit ordinario può assumere due valori, 0 o 1, mentre il qubit, oltre ai valori 0 e 1 può trovarsi in uno stato di sovrapposizione $\alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$, dove $|\alpha|^2$ è la probabilità di trovarlo up e $|\beta|^2$ la probabilità di trovarlo down. Il qubit sta alla base di un nuovo paradigma di computazione, chiamato informatica quantistica.

Infine, la sempre crescente riduzione delle dimensioni dei dispositivi, il ruolo dello spin diventa sempre più importante. Capire come lo spin e il magnetismo interagiscono su scala nanometrica è un'area di interesse per lo sviluppo della spintronica. Inoltre la spintronica dà la possibilità di raggiungere performance a velocità crescenti con un consumo di potenza ridotto. Al diminuire delle dimensioni, i problemi legati alla dissipazione di potenza e alle temperature raggiunte sono sempre più importanti. Lo spin porta alcuni benefici in termini di potenza: un bit ferromagnetico può immagazzinare informazione senza consumo di potenza per mantenere il dato (diversamente da come avviene per alcune memorie a semiconduttore SRAM o DRAM).

In aggiunta, utilizzare lo spin può portare vantaggi anche in termini di velocità: in elettronica la velocità è determinata dalla costante RC. Servendosi lo spin, dovrebbe essere possibile superare questa regola generale. Ad esempio, la precessione ¹ dello spin o il magnetismo non sono governati dalla costante RC. Sono quindi presenti potenzialità per una velocità maggiore, applicazioni a basso consumo di potenza, ma sono necessarie nuove architetture circuitali per ottenere questi risultati, anche se una analisi più approfondita sui reali consumi (ad esempio sull'energia per generare impulsi di campo magnetico) deve essere eseguita.

¹La precessione è un fenomeno che consiste nella rotazione dell'asse di rotazione attorno ad un dato asse: l'elettrone, pensato come un corpuscolo che ruota su se stesso, può subire questo fenomeno per l'asse di rotazione di spin.

Capitolo 2

Magnetismo e proprietà magnetiche della materia

Il magnetismo è da sempre associato alla proprietà di alcuni materiali di attirare della limatura di ferro. Questa proprietà non è però uniforme su tutta la superficie del materiale, ma si concentra principalmente su una zona detta *polo* del magnete. Le prime osservazioni di questi fenomeni, già nel XVI secolo, evidenziarono la presenza di una forza tra due magneti: l'azione a distanza è dovuta alla presenza di un campo magnetico, indicato con \mathbf{B} . Si vede inoltre che la forza può essere di natura attrattiva o repulsiva, a seconda di quali poli vengono avvicinati. Esistono quindi due tipi di poli: il polo positivo e il polo negativo; i poli di uno stesso magnete sono sempre di segno opposto; la forza tra due poli dello stesso segno è repulsiva, mentre per poli di segno opposto è attrattiva. Come per il campo elettrico, la rappresentazione più intuitiva del campo è attraverso linee di forza; linee che sono sempre chiuse, al limite all'infinito, a dimostrazione del fatto che il flusso di un campo magnetico attraverso una superficie chiusa è sempre nullo;

$$\oint \mathbf{B} \mathbf{u}_n d\Sigma = 0$$

dove Σ è la superficie orientata usualmente verso l'esterno, e \mathbf{u}_n è il versore della normale. In termini locali, la divergenza del campo magnetico è sempre nulla:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

vista in questa forma è un'equazione di Maxwell per l'elettromagnetismo. L'unità di misura del campo magnetico è il tesla, indicato con il simbolo T, dove $[T] = [\frac{kg}{As^2}]$. Un sottomultiplo molto comune è il gauss (G), definito come $1G = 10^{-4}T$. Il campo magnetico della Terra è dell'ordine di $10^{-1}G$ misurato alla superficie.

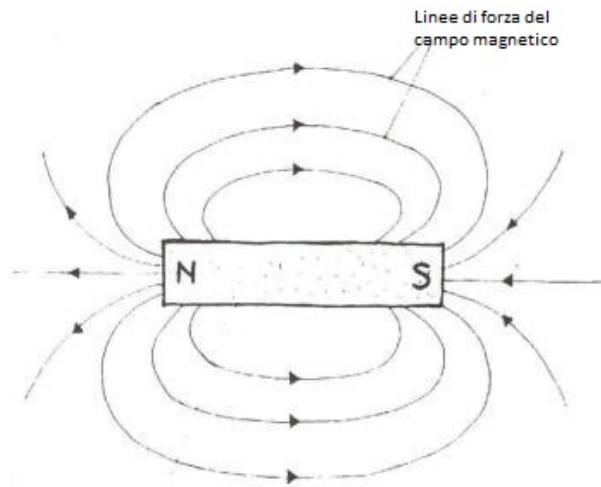


Figura 2.1: Le linee di forza del campo magnetico partono dal polo Nord per arrivare al polo Sud, e formano sempre un ciclo chiuso, al limite all'infinito.

Considerando un circuito piano rigido di forma rettangolare percorso da corrente, immerso in un campo magnetico uniforme, la forza magnetica si può ricondurre ad un insieme di forze applicate in punti diversi; in questo sistema si ha un momento risultante diverso da zero che mette in rotazione il circuito senza deformato. Si definisce momento magnetico della spira il vettore:

$$\mathbf{m} = i \Sigma \mathbf{u}_n$$

che risulta parallelo e concorde a \mathbf{u}_n , con modulo pari all'intensità della corrente per l'area della spira. Dalla legge di Ampère si ottiene il legame tra correnti e campo magnetico da esse prodotto, che in forma integrale risulta

$$\oint \mathbf{B} ds = \mu_0 i$$

dove la corrente al secondo membro è da intendersi come la somma delle correnti concatenate, prese con il segno positivo se il verso della corrente è concorde a quello dettato dalla regola della mano destra, con segno negativo altrimenti; la costante μ_0 è detta permeabilità magnetica del vuoto.

I materiali hanno diversi comportamenti quando sono immersi in un campo magnetico: si pensi ad un corpo collegato ad un supporto tramite una molla, all'interno di un solenoide in cui circola corrente in maniera tale da ottenere un campo magnetico all'interno di esso. A seconda del tipo di sostanza, questo corpo subirà una forza repulsiva verso l'esterno o una forza

attrattiva verso l'interno, indipendentemente dal verso del campo magnetico. I materiali, sottoposti ad un \mathbf{B} , acquistano un momento magnetico \mathbf{m} parallelo e concorde a \mathbf{B} se vengono attratte al centro, mentre acquisiscono un momento \mathbf{m} discorde se ne vengono respinte. Per una trattazioni più semplice viene introdotta un'ulteriore variabile, chiamata magnetizzazione, che rappresenta il momento magnetico nell'unità di volume, è definita

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{\tau}$$

Dagli esperimenti si possono distinguere diverse classi, che corrispondono a diversi meccanismi di formazione del momento magnetico \mathbf{m} :

- le sostanze dette *diamagnetiche* mostrano proprietà magnetiche solo in presenza di campi esterni. La magnetizzazione ha la stessa direzione con verso opposto rispetto a quella del campo magnetico esterno: sono quindi sostanze che ne sono respinte. Tipicamente sono elementi che hanno gli orbitali pieni, come i gas nobili o gli ioni stabili.
- i materiali chiamati *paramagnetici* mostrano le loro proprietà solo in presenza di campi magnetici, con magnetizzazione avete stessa direzione e verso di quella del campo esterno. Queste sostanze vengono leggermente attratte dal campo magnetico. È una proprietà tipica di molti ioni metallici.
- le sostanze *ferromagnetiche* possiedono dipoli magnetici permanenti: una volta immersi in un campo magnetico, diventano dei magneti permanenti. Il campo che producono è molto intenso e duraturo, anche una volta rimosso il campo esterno. Oltre una certa temperatura, detta *temperatura di Curie* (T_C), il materiale perde le sue proprietà e diviene paramagnetico. Molti metalli di transizione sono ferromagnetici, oltre al ferro, cobalto, nichel.
- l'*antiferromagnetismo* è una proprietà per la quale i dipoli magnetici delle sostanze tendono a disporsi in modo da annullarsi vicendevolmente. È una proprietà di molti ossidi di ferro, del manganese, del cromo. La magnetizzazione di questi risulta nulla, al di sotto della *temperatura di Néel*, anche in presenza di un campo magnetico esterno. Oltre la temperatura di Néel, si comportano come paramagneti.

Sulla superficie di un materiale magnetizzato si crea una corrente, non di conduzione, ma somma di correnti atomiche, formate grazie al campo magnetico stesso. Tali correnti si dicono *di magnetizzazione* o amperiane, in onore del fisico che per primo ne intuì l'esistenza. Microscopicamente,

il moto degli elettroni intorno ad un nucleo può essere pensato come ad una corrente, alla quale è associato un momento magnetico. Comunemente questi momenti si compensano e l'atomo non ha momento magnetico netto, ma in presenza di un campo magnetico esterno il moto degli elettroni viene influenzato, e dà origine ad un momento magnetico che in genere è opposto a quello esterno: come avviene per la polarizzazione elettronica, si crea un effetto che si oppone al campo esterno che lo ha provocato, riducendo il campo netto all'interno del materiale. Questo effetto è presente in tutte le sostanze, tipico delle diamagnetiche. In alcune sostanze però questo effetto viene superato da un fenomeno di magnetizzazione parziale, dando origine ad un momento magnetico parallelo e concorde al campo esterno: i materiali in cui avviene ciò sono i paramagnetici. In questo caso, il campo magnetico delle correnti microscopiche che generano i momenti magnetici è concorde al campo \mathbf{B} . Per i materiali ferromagnetici non esiste spiegazione classica, ma è necessario ricorrere alla meccanica quantistica, per spiegare l'orientazione quasi totale dei momenti magnetici anche in presenza di un campo magnetico di intensità ridotta. In ogni caso tutti gli atomi del materiale acquistano un momento magnetico medio $\langle m \rangle$, orientato parallelamente a \mathbf{B} . Se consideriamo un volume infinitesimo $\Delta\tau$, in cui sono contenuti ΔN_τ atomi, il momento magnetico è $\Delta m = \Delta N \langle m \rangle$; si parla di magnetizzazione in funzione della posizione per

$$\mathbf{M} = \frac{\Delta m}{\Delta\tau} = \frac{\Delta N_\tau}{\Delta\tau} \langle m \rangle$$

con $\Delta\tau$ che tende a zero. La magnetizzazione si dice uniforme se è costante in tutto il mezzo.

Dal principio di Ampère, il momento magnetico di un dipolo è equivalente ad una spira piana di area $d\Sigma$ percorsa da corrente di_m ,

$$di_m = Mdz$$

dove M è il momento magnetico della coppia.

Prendendo un cilindro magnetizzato con \mathbf{M} parallela all'asse z , ed eseguendo la circuitazione di \mathbf{M} lungo un percorso chiuso in cui si concatenata la corrente i_m si ottiene la relazione

$$\oint \mathbf{M} ds = i_m$$

Dato che fuori dal cilindro $\mathbf{M} = 0$; si ottiene così una relazione tra magnetizzazione e correnti amperiane.

Un'ulteriore relazione tra magnetismo e corrente si ha con la *legge di Biot-Savart*

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 i}{2\pi R} \mathbf{u}_t$$

in cui il campo magnetico di un filo rettilineo indefinito dipende solo dalla distanza dal filo, le cui linee sono circonferenze concentriche al filo (\mathbf{u}_t è il vettore tangente alle linee di campo).

In presenza di mezzi magnetizzati, le equazioni classiche della magnetostatica nel vuoto vanno leggermente modificate in modo da includere le correnti di magnetizzazione. La legge di Ampère diventa quindi

$$\oint \mathbf{B} ds = \mu_0(i + i_m) = \mu_0 i + \mu_0 \oint \mathbf{M} ds$$

Raccogliendo al primo membro diventa

$$\oint (\mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{M}) ds = \mu_0 i$$

Il raccoglimento mette in evidenza il termine a primo membro, che viene definito *campo intensità magnetica* \mathbf{H} :

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}$$

Tra i campi \mathbf{M} e \mathbf{H} esiste la relazione

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

dove χ_m è detta suscettività magnetica. Un altro parametro ad essa legato è la permeabilità magnetica relativa, definita $\kappa_m = 1 + \chi_m$. Questi due parametri, che misurano la variazione relativa del campo magnetico, hanno valori molto diversi a seconda se il materiale è diamagnetico, paramagnetico, o ferromagnetico.

2.1 Momenti magnetici atomici

Prendiamo in considerazione il modello atomico di Bohr, in cui gli elettroni seguono orbite circolari attorno al nucleo. Un elettrone, in questo sistema, possiede momento angolare \mathbf{L} pari a $\mathbf{L} = m_e v r$, dove m_e è la massa dell'elettrone, v la sua velocità e r il raggio dell'orbita. Il suo moto dà origine ad una corrente $i = -ev/2\pi r$; dalla legge di Ampère si associa un momento

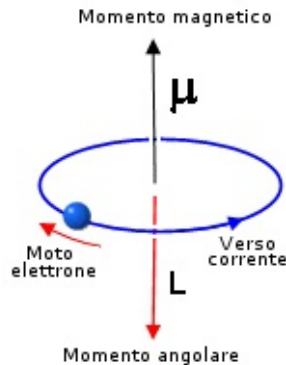


Figura 2.2: Un elettrone in moto circolare attorno al nucleo dà origine ad un momento angolare, ma anche ad una corrente, a cui è associato un momento magnetico. Queste due grandezze sono legate; il momento angolare è quantizzato, per cui anche il momento magnetico lo è. Inoltre esso è sempre un multiplo del *magnetone di Bohr*.

magnetico di modulo $\mathbf{m} = i\pi r^2$. Dopo un passaggio algebrico si ottiene la formula di validità generale:

$$\mathbf{m} = -\frac{e}{2m_e}\mathbf{L}$$

Ad ogni orbita elettronica sono associati un momento angolare ed un momento magnetico, legati dalla precedente, entrambi perpendicolari al piano dell'orbita ma opposti. In meccanica quantistica il risultato vale ancora, e porge la quantizzazione del momento angolare, da cui si deduce la quantizzazione anche del momento magnetico orbitale, in unità $e\hbar/2m_e$. Oltre al momento angolare orbitale, esiste un'altra causa di momento magnetico: l'elettrone possiede un momento angolare intrinseco, lo spin, di valore $1/2\hbar$. Il momento magnetico intrinseco (cfr cap. 1) è una costante, chiamata magnetone di Bohr, che rappresenta il momento magnetico di riferimento per un elettrone atomico. I momenti magnetici legati ai protoni e neutroni nel nucleo vengono trascurati per i loro valori molto minori.

2.2 Cenni al ferromagnetismo

I ferromagneti sono le sostanze che sottoposte ad un campo magnetico si magnetizzano e diventano sorgenti di campo magnetico. Questi materiali hanno proprietà particolari: supponiamo di avere il materiale che non sia mai stato sottoposto a nessun campo magnetico. Facendo crescere il valore

di H , il valore di M (ma anche di B) si dispone su una curva detta di *prima magnetizzazione*; quando H supera un certo valore H_m , la magnetizzazione resta costante al valore di saturazione. Si indica con M_{sat} la magnetizzazione di saturazione. Una volta raggiunto H_m , se si fa decrescere H , il valore di M non segue la curva segnata prima, ma ne percorre una nuova, che si interseca con l'asse delle ordinate al valore M_r : il materiale è rimasto magnetizzato anche in assenza di campo esterno.

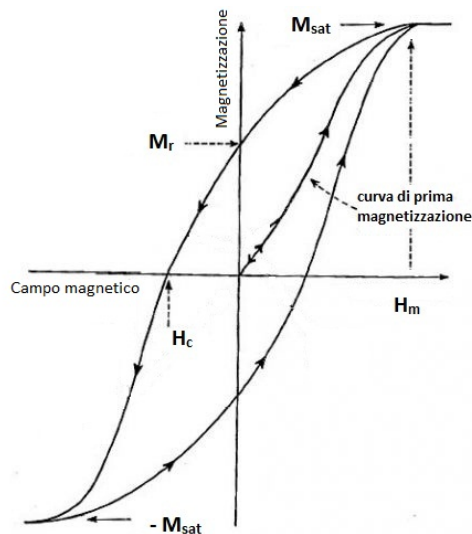


Figura 2.3: La figura mostra l'isteresi di un materiale ferromagnetico: la caratteristica traccia inizialmente la curva di prima magnetizzazione, poi, una volta raggiunto il valore M_{sat} , la magnetizzazione resta pressochè costante. Se si fa variare H , la caratteristica traccia il ciclo di isteresi. In figura sono indicati anche i punti H_c , detto campo coercitivo, che rappresenta il valore del campo magnetico da applicare per ottenere una magnetizzazione nulla, e M_r , che indica la magnetizzazione residua a campo magnetico nullo: il materiale diventa quindi un magnete permanente.

Per annullare la magnetizzazione è necessario diminuire ancora H , fino ad arrivare al valore (negativo) H_c , detto *campo coercitivo*, per il quale $M = 0$. Se si fa decrescere H ulteriormente, la curva continua fino al raggiungimento della magnetizzazione di saturazione con verso opposto, $-M_{sat}$. Se a questo punto si fa aumentare H fino ad H_m la curva si chiude, e si compone il *ciclo di isteresi*. La forma del ciclo d'isteresi dipende dalla composizione del materiale: i materiali *duri* hanno un ciclo largo, i materiali *dolci* più stretto. La coercività è quindi l'intensità del campo magnetico che è necessario applicare per annullare la magnetizzazione di un materiale che ha raggiunto la magnetizzazione di saturazione.

Su scala atomica il momento magnetico è dovuto quasi esclusivamente allo spin degli elettroni. Negli elementi ferromagnetici non si verifica la compensazione degli spin, come prevedibile dal principio di esclusione di Pauli: questo stato risulta ad energia minima, in cui atomi vicini hanno momenti angolari concordi.

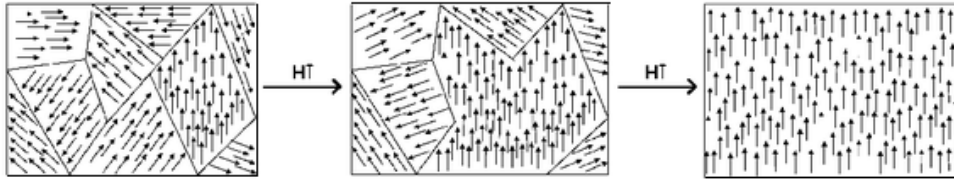


Figura 2.4: domini di Weiss che, in presenza di un campo magnetico, progressivamente si spostano. Una volta che il materiale ha raggiunto la saturazione, la magnetizzazione di tutti i domini è allineata parallelamente al campo.

Il materiale si presenta diviso in zone, dette *domini di Weiss*, nelle quali è presente una magnetizzazione spontanea, dovuta ad un'interazione quantistica tra gli spin. Domini adiacenti non hanno la magnetizzazione nella stessa direzione, ma sono separati dalle *pareti di Bloch*, nelle quali l'orientazione dello spin varia con continuità da una zona ad un'altra. Quando viene applicato un campo magnetico esterno, le pareti di Bloch si spostano, ingrandendo i domini che hanno magnetizzazione parallela al campo esterno; successivamente, tutto il blocco prende un'unica magnetizzazione, che poi diventa parallela a \mathbf{B} . Lo spostamento delle pareti di Bloch non è reversibile, a causa delle impurità che non permettono il ritorno ad allo stato di disordine precedente, e il materiale rimane magnetizzato.

Capitolo 3

Multistrati metallici magnetici

Le scoperte dello scambio di accoppiamento interstrato (IEC, Interlayer Exchange Coupling) in un tristrato composto da Fe/Cr/Fe nel 1986, e della magnetoresistenza gigante (GMR) nel 1988 hanno lanciato il campo della spintronica [27, 28]. Queste due proprietà hanno stimolato la ricerca non solo per la fisica, ma anche perchè gli effetti sono riscontrabili a temperatura ambiente. Infatti la GMR ha portato incredibili rivoluzioni nel campo degli hard disk magnetici, fino al raggiungimento del terabyte negli ultimi anni.

3.1 Interlayer Exchange Coupling

La proprietà più conosciuta dei ferromagneti è la forza magnetica. In un multistrato metallico, composto da strati alternati di ferromagnete (FM) e un materiale diamagnetico (NM), si crea un accoppiamento magnetico dipolare tra le coppie di strati FM, come tra due calamite vicine tra loro. Quando la distanza tra strati FM vicini diminuisce, e diventa piccola a sufficienza (minore del libero cammino medio di un elettrone) nasce un nuovo tipo di accoppiamento, come risultato di scambi quantomeccanici. Questo fenomeno, scoperto nel 1986, prende il nome di *Interlayer Exchange Coupling*.

I primi lavori teorici però risalgono agli anni '50, grazie a Raudermann, Kittel, Kasuya, e Yoshida (RKKY) [32]. Dati due momenti magnetici \mathbf{m}_1 e \mathbf{m}_2 , all'interno di un metallo diamagnetico, considerarono cosa succedeva quando un elettrone di conduzione passa da \mathbf{m}_1 , poi si propaga e si disperde su \mathbf{m}_2 . Se la dispersione dipende dallo spin dell'elettrone, allora l'energia del sistema dipende dall'orientazione dei momenti magnetici, e si può scrivere:

$$E = -J_{RKKY} \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2$$

Questo accoppiamento implica momenti paralleli per $J_{RKKY} > 0$, detto accoppiamento ferromagnetico, mentre momenti antiparalleli per $J_{RKKY} < 0$, detto accoppiamento antiferromagnetico.

Il coefficiente dell'accoppiamento si scrive:

$$J_{RKKY} \sim \frac{\cos(2k_F r)}{r^3}$$

dove k_F è il vettore d'onda di Fermi dell'elettrone di conduzione, e r la distanza tra i due momenti magnetici. Questo risultato implica che l'orientazione magnetica si alterna tra parallela e antiparallela come funzione della distanza, data la natura ondulatoria dell'elettrone. La teoria RKKY è stata utilizzata per comprendere le interazioni nelle leghe magnetiche diluite ma è stata osservata solo negli anni '80 con l'avvento dei sistemi multistrato magnetici. Data la lunghezza d'onda davvero ristretta (pochi *ångström*) il controllo della larghezza sugli strati è necessaria, ed è stata raggiunta solo grazie al processo di crescita chiamato Molecular Beam Epitaxy (MBE).

La IEC con accoppiamento antiferromagnetico ($J < 0$) fu osservata nel 1988 in sistemi Fe/Cr/Fe. La natura oscillatoria della IEC è stata investigata in sistemi FM/NM/FM con materiali NM di diversa natura e larghezza. In funzione della larghezza dello strato NM, la magnetizzazione degli strati FM oscilla tra allineamenti paralleli e antiparalleli. Inoltre, la forza di accoppiamento oscilla in funzione della larghezza dello strato NM, come predetto dalla teoria RKKY. Applicando la teoria RKKY (costruita per due momenti magnetici isolati) in un sistema tristrato FM/NM/FM, è necessario sommare le componenti delle interazioni tra gli strati FM/NM, ottenendo uno fattore

$$J_{RKKY} \sim \frac{\cos(2k_F d)}{d}$$

dove d è la larghezza dello strato NM. Tuttavia i dati sperimentali seguono un'altra curva, dando

$$J_{RKKY} \sim \frac{\cos(2(k_B - k_F)d)}{d}$$

dove k_B è un vettore d'onda dovuto alla struttura reticolare del materiale. Questo perchè lo strato di NM non è perfettamente una quantità continua, perchè formata da atomi che hanno una spaziatura che dipende dalla composizione del reticolo. Le difficoltà nel far crescere campioni con spessore di materiale NM particolare e nel misurarne lo spessore hanno dirottato gli studi su campioni di forma a cuneo. In questo modo, con un SEMPA (spin-polarized scanning electron microscopy with polarization analysis) si ottiene

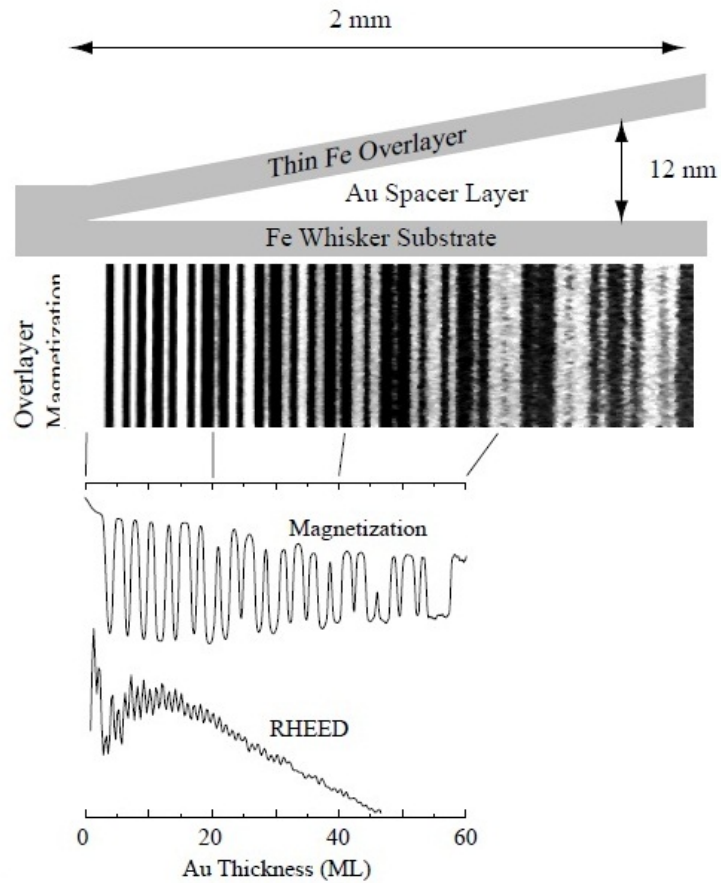


Figura 3.1: Immagine dell'accoppiamento magnetico in un sistema Fe/Au/Fe. Le dimensioni approssimate danno l'idea della tecnologia di miniaturizzazione usata. Sotto lo schema del dispositivo a forma di cuneo, c'è un'immagine del SEMPA della magnetizzazione dello strato di ferro: le righe bianche e nere indicano gli allineamenti paralleli e antiparalleli rispetto al substrato, e quindi anche l'accoppiamento ferromagnetico o antiferromagnetico. Sotto di questa vi è la curva di magnetizzazione che testimonia gli allineamenti, ed infine la forma del cuneo vista al microscopio elettronico, leggermente seghettata, che mostra come non sia perfettamente liscia la superficie del cuneo.

la dipendenza della IEC dalla larghezza dello strato NM, e si nota l'alternanza di allineamento tra parallelo e antiparallelo (vedi figura 3.1).

Mentre il modello RKKY descrive ottimamente la dipendenza dell'IEC dallo spessore del materiale NM, non spiega le oscillazioni dell'IEC in funzione della larghezza dello strato FM. Sono stati proposti diversi modelli, basati sui quantum well, che formano una figura più completa del complesso meccanismo dell'IEC rispetto al solo modello RKKY; esperimenti di fotoemissione hanno confermato l'importanza dei quantum well nell'IEC.

3.2 Magnetoresistenza Gigante

Nel 1988, il fenomeno della magnetoresistenza gigante è stato scoperto in un sistema Fe/Cr dove lo spessore dello strato di cromo è tale da avere un'IEC in accoppiamento antiferromagnetico [27, 28]. L'allineamento antiparallelo è stato cambiato in parallelo con l'applicazione di un campo magnetico esterno sufficientemente elevato (decine di kG). Quando la resistenza in piano venne misurata, si notò un cambiamento del 50% in funzione del campo magnetico. Era già noto che la resistenza dei conduttori cambiava valore sotto l'effetto di un campo magnetico, ma con variazioni dell'ordine di pochi punti percentuali, e soprattutto non per campi così piccoli: data una variazione così elevata, fu chiamata "gigante". Fu subito chiaro che la GMR poteva essere sfruttata per l'immagazzinamento di informazione.

La scoperta della GMR poco dopo gli studi sull'IEC non è un fatto casuale: la resistenza in una struttura che sfrutta la GMR è strettamente collegata alla magnetizzazione dei suoi strati. Una corrente elettrica attraverso un metallo subisce sempre una resistenza R , per molte ragioni. In un cristallo gli atomi vibrano attorno alla loro posizione di equilibrio, uscendo leggermente dalla posizione perfetta nel reticolo, e gli elettroni possono essere deviati da questi (*interazione elettrone-fonone*); un altro importante contributo è dato dalla dispersione degli elettroni contro le impurità del materiale. Gli elettroni che partecipano alla conduzione elettrica sono principalmente quelli a livello di Fermi: nei materiali paramagnetici non c'è differenza tra elettroni spin-up o spin-down, che contribuiscono egualmente alla resistenza. In un materiale ferromagnetico la resistenza elettrica è un fenomeno leggermente diverso. Il comportamento teorico della conduzione e della GMR può essere compreso semplicemente con un modello a resistori. Innanzitutto, la GMR non è dovuta all'interazione tra elettroni di conduzione e campo magnetico, ma tra elettroni di conduzione e gli strati FM; il ruolo del campo magnetico è quello di cambiare gli allineamenti della magnetizzazione tra strati FM vicini da paralleli ad antiparalleli e viceversa.

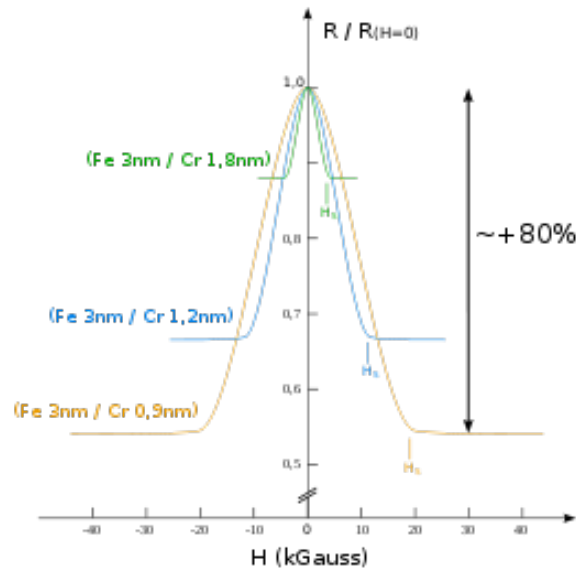


Figura 3.2: Magnetoresistenza Gigante in sistema Fe/Cr. La figura mostra il grafico di tre sistemi Fe/Cr con diversi spessori del Cr. Si nota come cambia la resistenza elettrica applicando pochi kG di campo magnetico, fino ad una riduzione di circa 80% per il Cr spesso 0.9 nm.

L'idea di base è la differenza di resistenza tra due canali di conduzione, uno per gli elettroni spin-up, l'altro per gli elettroni spin-down, come proposto da Mott nel 1933 [25]. Per semplicità consideriamo un tristrato FM/NM/FM, e consideriamo le resistenze nel caso di allineamenti delle magnetizzazioni paralleli e antiparalleli. La corrente deve essere pensata come formata da due canali indipendenti: un canale formato solamente da elettroni spin-up e uno da elettroni solamente spin-down. Assumiamo che ci sia una dispersione spin-dipendente nello strato FM: maggiore nel caso di spin parallelo alla magnetizzazione, minore se antiparallelo. La dispersione a cui sono soggetti gli elettroni dipende dalla densità di stati: i due canali di spin sono soggetti a due diversi gradi di dispersione, e macroscopicamente questo porta ad avere delle resistenze differenti. Inoltre, assumiamo che lo spessore degli strati sia minore del libero cammino medio dell'elettrone: questo è importante per assicurarsi che un cospicuo numero di elettroni passi attraverso entrambi gli strati FM, nonostante la corrente scorra in piano rispetto agli strati.

In caso di magnetizzazione antiparallela, consideriamo per primo il canale di spin-up: un elettrone subirà una dispersione forte nello strato di sinistra, e debole nello strato di destra. La dispersione è la fonte della resistenza: il

contributo dello strato sinistro darà una resistenza grande, che chiameremo R_{large} , mentre lo strato destro contribuirà con una resistenza più piccola, denominata R_{small} . Dato che, per ipotesi, un elettrone attraversa entrambi gli strati, la resistenza totale è la somma delle due: $R_{AP}^{\uparrow} = R_{large} + R_{small}$

Viceversa, per un elettrone spin-down, subirà una resistenza piccola dallo strato di sinistra e grande dallo strato di destra, ottenendo però la stessa resistenza finale: $R_{AP}^{\downarrow} = R_{large} + R_{small}$.

La resistenza totale dell'allineamento antiparallelo è data dal parallelo delle resistenze dei singoli canali:

$$R_{AP} = \frac{R_{large} + R_{small}}{2}$$

Nel caso di magnetizzazione antiparallela, un elettrone spin-up subisce una forte diffusione sia nello strato FM di sinistra che in quello di destra, portando ad una resistenza $R_P^{\uparrow} = R_{large} + R_{large}$. L'elettrone spin-down invece subisce in entrambi gli strati FM una diffusione debole, portando $R_P^{\downarrow} = R_{small} + R_{small}$. La resistenza totale di questa configurazione risulta ancora il parallelo dei due canali:

$$R_P = \frac{2R_{small}R_{large}}{R_{small} + R_{large}}$$

Prendendo il caso limite $R_{small} \rightarrow 0$, si vede immediatamente che $R_P \rightarrow 0$, mentre R_{AP} rimane $R_{large}/2$. Dato che le resistenze dei due canali si sommano in parallelo, nel caso di magnetizzazione parallela la resistenza del canale spin-down ($R_P^{\downarrow} = 2R_{small}$) tende a zero per la debole diffusione, e si crea un effetto corto circuito che manda a zero l'intera resistenza.

La magnetoresistenza (MR), che viene definita $\Delta R/R_P$, in questo caso tende ad infinito. Se invece prendiamo un caso più realistico, con R_{small} piccola ma non zero, troviamo:

$$MR = \frac{\Delta R}{R_P} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{(R_{large} - R_{small})^2}{4R_{large}R_{small}}$$

che, per situazioni di simmetria ($R_{small} = R_{large}$) è uguale a zero. Inoltre, la MR è sempre positiva, che implica $R_{AP} > R_P$.

Ci sono due diverse geometrie per la GMR in un sistema multistrato: quella chiamata *current-in-plane* (CIP), in cui il campo elettrico è applicato lungo il piano dello strato, e la *current perpendicular to the plane* (CPP) in cui il campo elettrico è lungo la normale agli strati (come da figura 3.3). Nei due casi il trasporto degli elettroni è sostanzialmente diverso, ma porta risultati simili. Il punto chiave della GMR è l'asimmetria nella diffusione degli elettroni, dovuta allo spin.

3.3 Valvole Spin

Il termine *valvola spin* venne usato per descrivere un tristrato FM/NM/FM che opera con il principio della GMR. Poi, con gli anni, è stato usato per un qualsiasi dispositivo con due elettrodi FM che mostra resistenze diverse per allineamenti paralleli e antiparalleli. Infatti, l'effetto valvola spin è stato osservato in multistrati metallici, nanotubi di carbonio, MTJ, grafite, semiconduttori organici e inorganici: il meccanismo per il cambio di resistenza non è sempre lo stesso in tutti i casi, ma è sempre originato dallo spin dell'elettrone.

Per descrivere una valvola spin spesso si utilizza un'analogia con l'ottica. Prendiamo un fascio di luce e mandiamola attraverso due polarizzatori in serie: l'intensità finale dipenderà dall'allineamento relativo dei due polarizzatori. Se questi sono paralleli, la luce in uscita ha la massima intensità, mentre se questi sono perpendicolari, non c'è luce in uscita. Questo è dovuto al fatto che il primo polarizzatore fa passare solo la luce polarizzata verticalmente, mentre il secondo solamente quella polarizzata orizzontalmente; ruotando il secondo polarizzatore si può ottenere l'intensità di luce variabile. La valvola spin è simile, con la polarizzazione spin che ha il ruolo della polarizzazione della luce, mentre i ferromagneti quello dei polarizzatori.

Tuttavia alcuni dettagli non coincidono perfettamente: la corrente non scorre da un ferromagnete ad un altro, ma va parallela agli strati; inoltre, non c'è un accumulo di spin tra un ferromagnete ed un altro, mentre si crea luce polarizzata linearmente tra i due polarizzatori. L'analogia funziona meglio con il trasporto "verticale" ovvero per sistemi in cui la corrente scorre perpendicolarmente agli strati: quella che viene definita CPP, ed è stata studiata e utilizzata, ad esempio nelle magnetic tunnel junctions (MTJ).

La valvola spin combina due fenomeni: l'effetto GMR e l'effetto chiamato *exchange bias* per ottenere proprietà commercialmente sfruttabili. La GMR può aver luogo se vi è un'orientazione relativa tra due strati FM, sia essa parallela o antiparallela: si può sfruttare l'interlayer exchange coupling per ottenere, ad esempio, l'allineamento antiparallelo. Oltre ad affidarsi all'IEC per ottenere una configurazione delle magnetizzazioni desiderata, viene usata una struttura con due strati FM non accoppiati tra loro, attraverso uno strato distanziatore relativamente spesso. Per ottenere la configurazione desiderata si sfrutta l'effetto di exchange bias: uno dei due strati FM viene depositato sopra uno strato AF in modo da ottenere una magnetizzazione fissa. L'altro strato FM è invece libero di cambiare magnetizzazione per ottenere le due diverse configurazioni.

Sia l'exchange bias che l'interlayer exchange coupling sono due modi di ottenere e mantenere un'orientazione delle magnetizzazioni, ma non sono

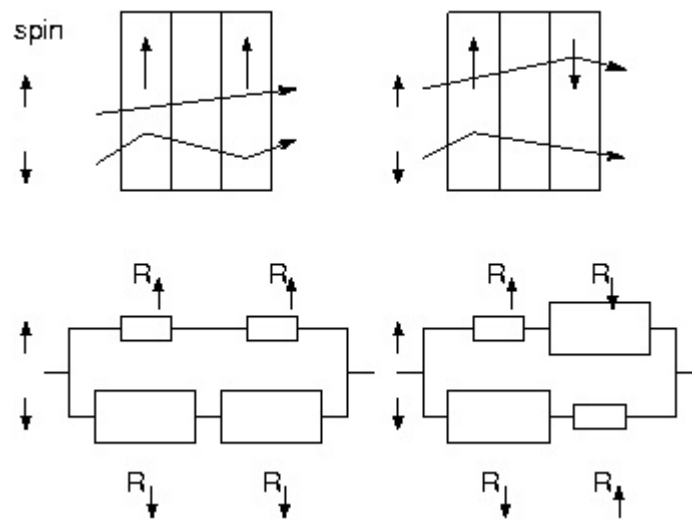


Figura 3.3: La figura mostra la struttura schematica di una valvola spin, con il modello delle resistenze dei due canali con corrente CPP. L'elettrone con spin parallelo alla magnetizzazione dello strato subisce meno dispersione rispetto ad un elettrone con lo spin opposto. Nel caso b), di allineamento antiparallelo, entrambi i canali di spin subiscono una resistenza elevata e una di minore intensità, che nel complesso genera una resistenza di intensità intermedia. Nel caso a), di magnetizzazione antiparallela, un canale subisce molta dispersione, l'altro molto poca: si genera l'*effetto cortocircuito* che fa diminuire la resistenza totale.

gli unici: ad esempio, in quella che viene definita *valvola spin sintetica*, al posto del semplice strato AF per bloccare la magnetizzazione si usa una struttura multistrato FM/NM/FM, come quella per ottenere la GMR. In questo modo si ottiene un accoppiamento più forte ed una maggior stabilità termica. Invece, nella cosiddetta *pseudo valvola spin*, non ci si basa sulla giunzione AF/FM, ma semplicemente sui due strati FM. Se i due strati non sono accoppiati, quando viene applicato un campo magnetico, il primo dei due che cambia orientazione forma un accoppiamento antiparallelo con il secondo strato, che non ha ancora cambiato orientazione; in questo modo si ottiene un'alta resistenza grazie all'effetto GMR.

3.4 Magnetic Tunnel Junction

Un dispositivo molto simile alla valvola spin è la giunzione magnetica a tunnel (magnetic tunnel junction, MTJ), che consiste in due strati ferromagnetici (F_1 e F_2) separati da una barriera di materiale isolante, detta anche *tunnel barrier*. Quando le magnetizzazioni sono parallele c'è una forte conduttanza, mentre per magnetizzazioni antiparallele c'è una conduttanza debole dovuta alla densità di stati (DOS) polarizzata in spin.

Lo sviluppo di questa tecnologia si deve alla domanda sempre crescente di capacità degli hard disk, che esibisce una maggior magnetoresistenza a temperatura ambiente. Appena iniziata la commercializzazione, si sono sviluppati molti materiali, il più utilizzato è forse la barriera di tunnel a MgO per gli eccellenti risultati e prestazioni.

Quando due conduttori sono separati da uno strato dielettrico di poco spessore (pochi nm), gli elettroni riescono a passare da un elettrodo all'altro per effetto tunnel, risultando una conduzione elettrica. Il fenomeno del *tunneling* nasce dalla natura ondulatoria dell'elettrone, mentre la natura della conduzione è dovuta al cosiddetto *stato evanescente* della funzione d'onda dell'elettrone, mentre si trova dentro la barriera di tunnel.

In una MTJ vi sono due elettrodi ferromagnetici: all'interno di questo tipo di materiali la corrente è divisa in due canali di conduzione, per gli elettroni spin-up e spin-down (cfr. cap 3.2). Nel processo di tunnel lo spin viene conservato, quindi la conduttanza dipende anche dalle magnetizzazioni dei due elettrodi, se esse sono parallele o antiparallele. La differenza tra le due configurazioni viene chiamata Tunneling MagnetoResistance (TMR). L'origine della TMR risiede nella differenza nella densità di stati degli elettroni spin up e down a livello di Fermi (denotato E_F). Dato che conservano lo spin, il passaggio avviene solo in una banda con la stessa orientazione di spin. La conduttanza è proporzionale ai valori della DOS della banda con lo stesso

spin dei due elettrodi. Allo switch della magnetizzazione corrisponde uno scambio tra le bande di spin di uno dei due elettrodi nel processo di tunnel, che quindi causa una differenza nella conduttanza, perchè cambiati i valori della DOS.

Prendiamo per semplicità il caso in cui il 100% degli spin sia polarizzato al livello di Fermi. Nella configurazione parallela, gli elettroni con spin-up da F_1 per effetto tunnel passano negli stati spin-up di F_2 : in questo modo si realizza un'alta conduttanza. Nella configurazione antiparallela, gli elettroni con spin-up non riescono a passare in F_2 per effetto tunnel, perchè non ci sono stati spin-up liberi, creando una conduttanza molto bassa. Per la prima volta la TMR venne osservata da Julliere nel 1974 in giunzioni Fe/Ge ossidato/Co a basse temperature. Successivamente non è stato molto sviluppato fino a metà degli anni novanta, quando fu osservata la TMR in MTJ a temperatura ambiente in barriere di tunnel di Al_2O_3 . Studi più approfonditi portarono un aumento della TMR dall'iniziale 10% fino a valori nell'ordine del 70%.

Diversamente dalla GMR, non è presente un elevato effetto IEC che favorisce il raggiungimento dell'allineamento antiparallelo. Vengono di solito usati due diversi materiali FM, con conseguente diversa coercività, per ottenere l'allineamento antiparallelo. Cominciando con un campo negativo, entrambe le magnetizzazioni sono in direzione negativa; quando il campo cresce in modulo, la magnetizzazione del materiale più dolce cambia, ottenendo un allineamento antiparallelo. A questo punto la resistenza aumenta grazie all'effetto tunnel degli elettroni spin-polarizzati. Quando il campo raggiunge valori più elevati, la magnetizzazione del secondo materiale cambia, ottenendo l'allineamento parallelo nuovamente, facendo sì che la resistenza diminuisca.

3.5 Modello Julliere per la TMR

Una prima teorizzazione dell'effetto TMR è dovuta a Julliere, che viene brevemente descritta. I due strati FM possono essere di materiali diversi, in questo modo non è presente una diffusione spin-dipendente e il tasso di elettroni che passano da uno strato all'altro grazie all'effetto tunnel è proporzionale alla densità di stati iniziale e finale a livello di Fermi. Definiamo D_i e d_i come la densità di stati a livello di Fermi rispettivamente dei portatori maggioritari e minoritari, nell' i -esimo strato FM. Per semplicità, $i = 1, 2$. La polarizzazione viene definita

$$P_i = \frac{D_i - d_i}{D_i + d_i}$$

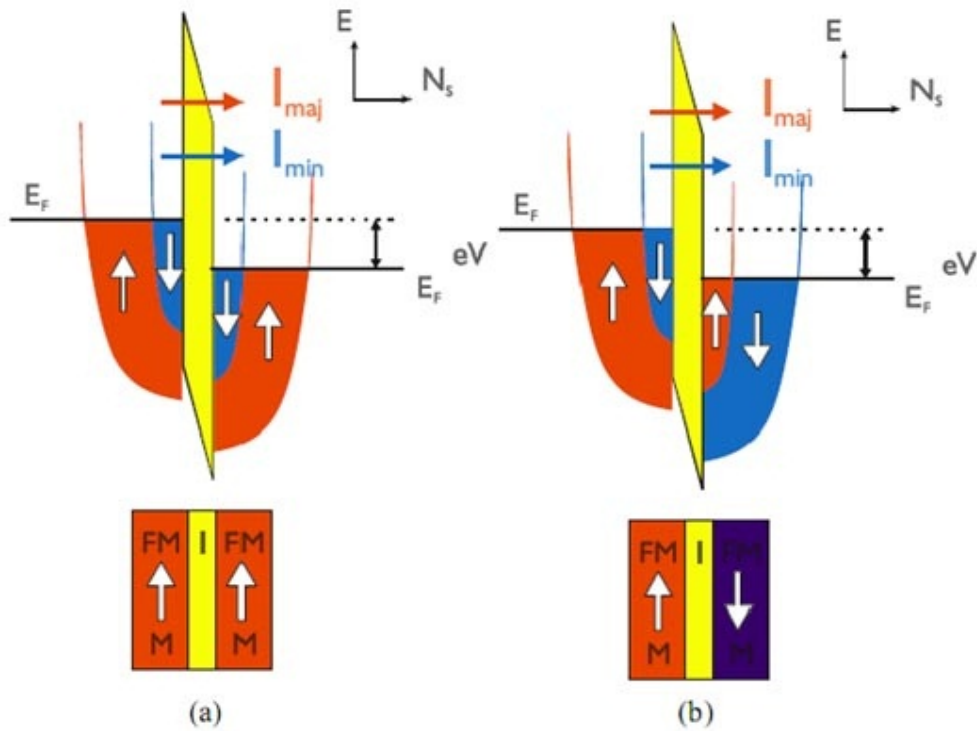


Figura 3.4: Una figura schematica della tunneling magnetoresistance con il modello Julliere. Nel caso a), in cui i due strati hanno allineamenti paralleli, vi è la popolazione maggioritaria di spin up che oltrepassando la barriera di tunnel trova che la posizione maggioritaria è mantenuta, e un gran numero di questi elettroni può “trovar posto”. Per gli spin minoritari, la situazione è simile: sono pochi nel primo strato, e hanno poco spazio a disposizione nel secondo. Nel caso b) invece, nel primo strato i maggioritari sono gli spin up, mentre nel secondo lo sono gli spin down: quindi vi è una popolazione numerosa di spin up e una limitata di spin down che cercano di passare attraverso la tunnel barrier, ma dall’altro lato vi è posto per molti spin down e pochi spin up. Come risultato, riescono a passare pochi spin up, per la popolazione minoritaria nel secondo strato, e pochi spin down, perchè popolazione minoritaria nel primo strato. Questo fenomeno porta ad avere molta corrente in primo caso, e quindi bassa resistenza; poca corrente e alta resistenza nel secondo caso.

tenuto conto a livello di Fermi, nell' i -esimo strato. Viene definita $\Delta_i = D_i + d_i$ la densità totale di stati, da cui si ottiene facilmente:

$$D_i = \frac{\Delta_i}{2}(1 + P_i) \quad e \quad d_i = \frac{\Delta_i}{2}(1 - P_i)$$

Ora la TMR viene data da:

$$TMR = \frac{\Delta R}{R_P} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{R_{AP}}{R_P} - 1 = \frac{G_P}{G_{AP}} - 1$$

dove R_{AP} è la resistenza della configurazione con allineamento delle magnetizzazioni antiparallelo e R_P quella delle magnetizzazioni parallele.

Per la configurazione parallela, la conduttanza totale è la somma delle conduttanze dei due canali spin: $G_P = G_P^\uparrow + G_P^\downarrow$. D'altro canto, la conduttanza di ogni canale è proporzionale al tasso di elettroni che per effetto tunnel passano da uno strato FM all'altro, che assumiamo essere proporzionale alla densità di stati iniziale e finale: $G_P^\uparrow = \alpha D_1 D_2$ e $G_P^\downarrow = \alpha d_1 d_2$, dove α è la costante di proporzionalità che viene assunta uguale. Analogamente per il caso antiparallelo, $G_{AP}^\uparrow = \alpha D_1 d_2$ e $G_{AP}^\downarrow = \alpha d_1 D_2$. Mettendo tutto assieme, si ottiene

$$TMR = \frac{G_P}{G_{AP}} - 1 = \frac{G_P^\uparrow + G_P^\downarrow}{G_{AP}^\uparrow + G_{AP}^\downarrow} - 1 = \frac{D_1 D_2 + d_1 d_2}{D_1 d_2 + d_1 D_2} - 1$$

Sostituendo e usando un po' di algebra, si ottiene un risultato più chiaro e semplice:

$$TMR = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2}$$

Il modello Julliere è un ottimo punto di partenza per analizzare le MTJ, ma è un modello lacunoso con forti limitazioni. Innanzitutto, la TMR dipende solo dalla proprietà degli strati FM e non tiene conto delle proprietà della barriera di tunnel; in secondo luogo, non c'è distinzione tra elettroni di banda-s e banda-d, che possono avere diverse polarizzazione e differenti masse effettive.

3.6 Momento torcente di spin

Gli effetti dati dalla GMR e dalla TMR hanno caratteristiche simili, tali per cui le proprietà di trasporto degli elettroni sono influenzate fortemente dalla configurazione magnetica dei dispositivi. Sorge allora una domanda: la configurazione magnetica può essere influenzata dalle proprietà di trasporto

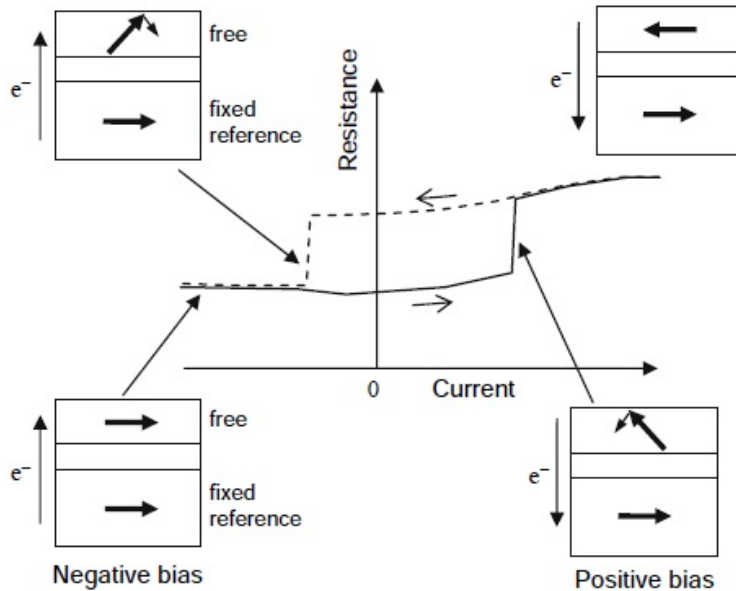


Figura 3.5: Il ciclo di “isteresi” della resistenza a causa del momento torcente. La polarizzazione positiva tende a orientare le magnetizzazioni in modo antiparallelo, mentre la polarizzazione negativa in modo parallelo.

degli elettroni? A metà degli anni '90 questo fenomeno fu studiato e teorizzato, ipotizzando la presenza di un momento torcente di spin (*spin torque*) come risultato di una riflessione o trasmissione spin-dipendente sulle interfacce FM/NM e dalla conservazione del momento angolare. Il concetto di spin torque ha guadagnato attenzione per le sue promesse nell'industria elettronica: la potenzialità di cambiare orientazione della magnetizzazione potrebbe migliorare i dispositivi come le MRAM. Lo switch risulterebbe più veloce rispetto ai dispositivi elettrici e si può ottenere una maggiore integrazione: l'industria cerca sempre vie per dispositivi più piccoli e veloci, e questa può essere la risposta ad entrambe le richieste.

Più tardi, la spin torque venne osservata sperimentalmente in due diversi esperimenti. In uno di essi, un tristrato è stato contattato con un metallo attraverso un nano-poro. Misurando la caratteristica tensione/corrente del dispositivo, si sono osservati bruschi cambiamenti nella resistenza, che corrispondono a cambi di magnetizzazioni. Il ruolo chiave di questi esperimenti è svolto dalla densità di corrente molto elevata data dai nano-contatti. Per illustrare i risultati degli esperimenti usiamo queste convenzioni: la corrente ha segno positivo quando un elettrone corre dallo strato FM più stretto (chia-

mato strato libero) allo strato più largo (strato fissato di riferimento). Se i due strati sono composti dallo stesso materiale, lo strato più largo resiste al cambiamento di magnetizzazione perchè la resistenza aumenta con il volume. Quando una corrente sufficientemente elevata viene applicata, la resistenza salta nello stato “alto”. Se invece viene applicata una corrente negativa sufficientemente elevata la resistenza salta in nello stato “basso”. Dalla GMR sappiamo che una resistenza elevata corrisponde ad una magnetizzazione antiparallela, e viceversa. Quindi una corrente positiva genera un allineamento antiparallelo, mentre una corrente negativa genera l’allineamento parallelo. Per comprendere meglio l’origine della spin torque e il ruolo delle dinamiche di precessione, è opportuno sviluppare una prima trattazione approssimata del momento torcente.

3.6.1 Origini della spin torque

La fonte primaria del momento torcente è un effetto di filtro spin le cui origini risiedono nella meccanica quantistica, che non sarà discussa in questo lavoro.

La figura 3.6 mostra la geometria del dispositivo di nostro interesse. \mathbf{S}_1 e \mathbf{S}_2 sono i momenti angolari di spin netti del momento magnetico di una zona ristretta nei due strati ferromagnetici F_1 (strato fisso di riferimento) e F_2 (strato libero). Dato che il meccanismo della spin torque si basa sulla conservazione del momento angolare \mathbf{S} , la magnetizzazione sarà trattata in termini di momento angolare, alla quale è tipicamente antiparallelo. \mathbf{S}_1 è fissato lungo l’asse $+z'$ del nostro sistema di riferimento (composto dagli assi x', y', z' e dai vettori di direzione i', j', k'), mentre \mathbf{S}_2 giace sul piano $x'z'$, formando un angolo θ con l’asse z' . È conveniente definire un altro sistema di coordinate (x, y, z) in cui l’asse z sia parallelo a \mathbf{S}_2 . In questo sistema i vettori di direzione saranno i, j, k . Gli spin degli elettroni liberi vengono denotati con \mathbf{s} . Per semplicità, assumiamo la trasmissione e la riflessione sia completa: gli elettroni con spin parallelo a \mathbf{S}_i ($i = 1, 2$) sono trasmessi completamente, mentre gli elettroni con spin antiparallelo a \mathbf{S}_i sono completamente riflessi. Nei sistemi reali è presente un coefficiente di trasmissione ($\eta \leq 1$) che include diversi effetti, tra cui la polarizzazione di spin accidentale e la diffusione.

Consideriamo il caso in cui gli elettroni passano dallo strato di riferimento F_1 allo strato libero F_2 , che chiameremo polarizzazione negativa. Lo spin degli elettroni trasmessi sarà parallelo alla direzione $+z'$: in termini di meccanica quantistica $\chi_{in} = |\uparrow\rangle_{z'}$, dove il pedice z' indica l’asse di quantizzazione. Quando l’elettrone incontra lo strato libero, la trasmissione e riflessione deve essere calcolata usando la direzione di S_2 come asse di quantizzazione:

$$\chi_{in} = |\uparrow\rangle_{z'} = \cos(\theta/2) |\uparrow\rangle_z + \sin(\theta/2) |\downarrow\rangle_z.$$

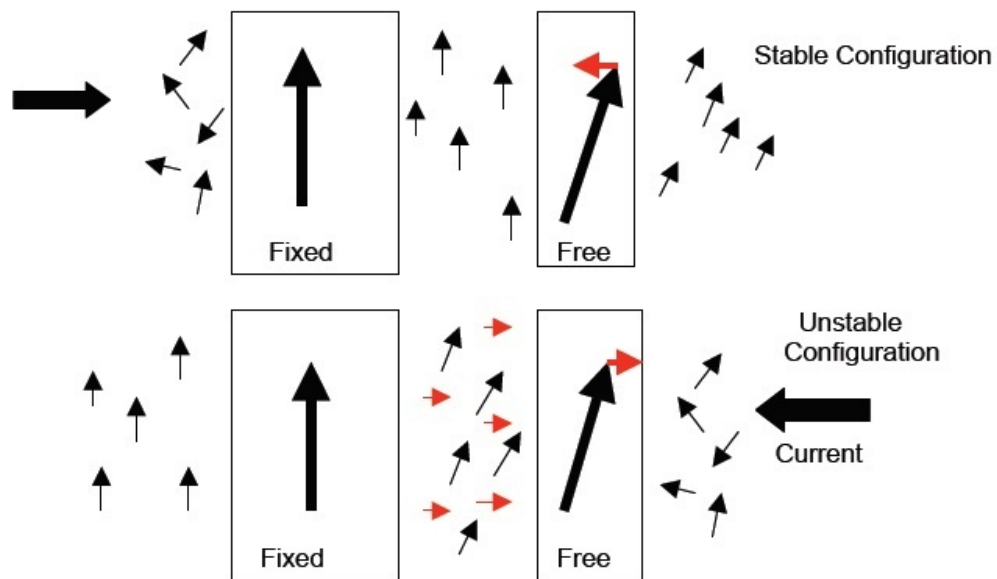


Figura 3.6: La figura mostra il meccanismo della spin torque sullo strato libero quando sottoposto a correnti in direzioni opposte. Quando la corrente scorre dallo strato fisso a quello libero (polarizzazione negativa), gli spin up che partono dallo strato fisso concorrono a orientare la magnetizzazione dello strato libero parallela. Se la corrente scorre dallo strato libero a quello fisso invece (polarizzazione positiva), gli spin sono allineati con lo strato libero: viene assorbita dallo strato fisso la parte parallela a sè, e riflessa quella antiparallela, che torna allo strato libero e ne causa lo switch della magnetizzazione verso l'orientazione antiparallela.

Per la trasmissione e riflessione completa, il primo termine viene completamente assorbito, mentre il secondo riflesso: $\chi_T = \cos(\theta/2) |\uparrow\rangle_z$ e $\chi_R = \sin(\theta/2) |\downarrow\rangle_z$.

Introducendo l'aspettazione statistica, che chiamiamo \tilde{s} , è data dal prodotto di ogni componente dello spin per i rispettivi vettori di direzione, che viene scritto: $\tilde{s} = \tilde{s}_x i + \tilde{s}_y j + \tilde{s}_z k = \tilde{s}'_x i' + \tilde{s}'_y j' + \tilde{s}'_z k'$.

Lo spin iniziale viene dato da:

$$\mathbf{s}_{in} = {}_{z'} \langle \uparrow | \tilde{s} | \uparrow \rangle_{z'} = \frac{\hbar}{2} k' = \frac{\hbar}{2} (\cos\theta) k + \frac{\hbar}{2} (\sin\theta) i$$

che, diviso nelle componenti trasmesse e riflesse risulta:

$$s_T = {}_z \langle \uparrow | \cos(\theta/2) \tilde{s} \cos(\theta/2) | \uparrow \rangle_z = \frac{\hbar}{2} (\cos^2(\theta/2)) k$$

$$s_R = {}_z \langle \downarrow | \sin(\theta/2) \tilde{s} \sin(\theta/2) | \downarrow \rangle_z = -\frac{\hbar}{2} (\sin^2(\theta/2)) k$$

Lo spin finale quindi, come somma delle componenti trasmesso e riflesso, è dato da:

$$\mathbf{s}_{fin} = s_T + s_R = \frac{\hbar}{2} [\cos^2(\theta/2) - \sin^2(\theta/2)] k = \frac{\hbar}{2} (\cos\theta) k$$

Il cambio nello spin è dato da

$$\Delta s = s_{fin} - s_{in} = -\frac{\hbar}{2} (\sin\theta) i$$

Dato che il momento angolare totale ($\mathbf{s} + \mathbf{S}_2$) deve essere conservato durante tutto il processo, $\Delta s + \Delta \mathbf{S}_2 = 0$, che può essere riscritta come $\Delta \mathbf{S}_2 = -\Delta s = +\frac{\hbar}{2} (\sin\theta) i$.

Questo termine rappresenta il cambiamento del momento angolare di F_2 ad ogni elettrone incidente, nel caso di un trasferimento spin perfetto ($\eta = 1$). Una prima e parziale conclusione è che sotto polarizzazione negativa il momento torcente su \mathbf{S}_2 causa un allineamento *parallelo* della magnetizzazione dello strato libero. Inoltre, il momento torcente è massimo per $\theta = \pi/2$. Quando c'è una corrente di elettroni, il momento torcente su F_2 diventa

$$N_2 = \frac{dS_2}{dt} = \frac{|I|}{e} \frac{\hbar}{2} \eta (\sin\theta) i$$

dove I è la corrente, e è la carica dell'elettrone, η rappresenta l'efficienza nel trasporto di spin; N_2 in pratica è il (numero di elettroni nell'unità di tempo) moltiplicato il (momento angolare ΔS_2 per elettrone).

Se consideriamo il caso in cui un elettrone corre dallo strato libero allo strato di riferimento, ovvero il caso di polarizzazione positiva, l'analisi si presenta molto simile, ma con una significativa differenza. Con gli elettroni che vanno verso lo strato di riferimento, lo spin degli elettroni riflessi sarà allineato alla direzione $-z'$ (sempre sotto l'ipotesi di riflessione totale). Prendiamo questo come spin iniziale: $\chi_{in} = |\downarrow\rangle_{z'}$. Questi elettroni riflessi interagiranno successivamente con lo strato libero: a questo punto l'analisi segue come illustrata precedentemente, ma il segno negativo di \mathbf{s}_{in} porta un segno negativo anche nel momento torcente, come si può notare dalla figura 3.6. Quindi, con la polarizzazione positiva, il momento torcente su \mathbf{S}_2 causa un allineamento *antiparallelo* della magnetizzazione dello strato libero con quella dello strato di riferimento. Naturalmente, in questo caso la spin torque si scrive $N_2 = -\frac{|I|}{e} \frac{\hbar}{2} \eta(\sin\theta)i$. Combinando le espressioni di polarizzazione positiva e negativa, si ottiene

$$N_2 = \frac{I}{e} \frac{\hbar}{2} \eta(\sin\theta)i$$

dove il segno di I indica quale polarizzazione è interessata. Il risultato più importante dell'analisi del momento torcente è quindi che la *polarizzazione positiva favorisce l'allineamento antiparallelo mentre una polarizzazione negativa favorisce l'allineamento parallelo*. Questa analisi è comunque semplificata, non racchiude ad esempio il ruolo delle dinamiche di magnetizzazione, anche se i risultati fondamentali non cambiano. Ulteriori studi hanno dimostrato anche il ruolo dei domini magnetici; il momento torcente è un fenomeno osservato in molti contesti, come le MTJ, i nanotubi di carbonio, e valvole spin laterali.

3.7 Applicazioni

I dispositivi multistrato magnetici sono diventati negli anni molto importanti per la tecnologia dell'immagazzinamento delle informazioni. Per capire l'uso delle MTJ e dei multistrati metallici, è importante comprendere il fenomeno dello scambio di polarizzazione, scoperto nel 1956 [35]. Considerando le proprietà magnetiche di un bistrato ferromagnete/antiferromagnete (FM/AF), dove l'antiferromagnete possiede una magnetizzazione netta pari a zero: come mostrato in figura 3.7, alterna momenti magnetici in direzioni opposte per ogni strato atomico. Proprio grazie a questa sua particolare conformazione, è quasi insensibile ad un campo magnetico esterno, gli effetti prodotti sono trascurabili. Lo strato atomico superiore dell'antiferromagnete procura uno scambio di accoppiamento che influenza le proprietà di scambio magnetico dello strato FM adiacente. Tipicamente, l'energia di interfaccia impone

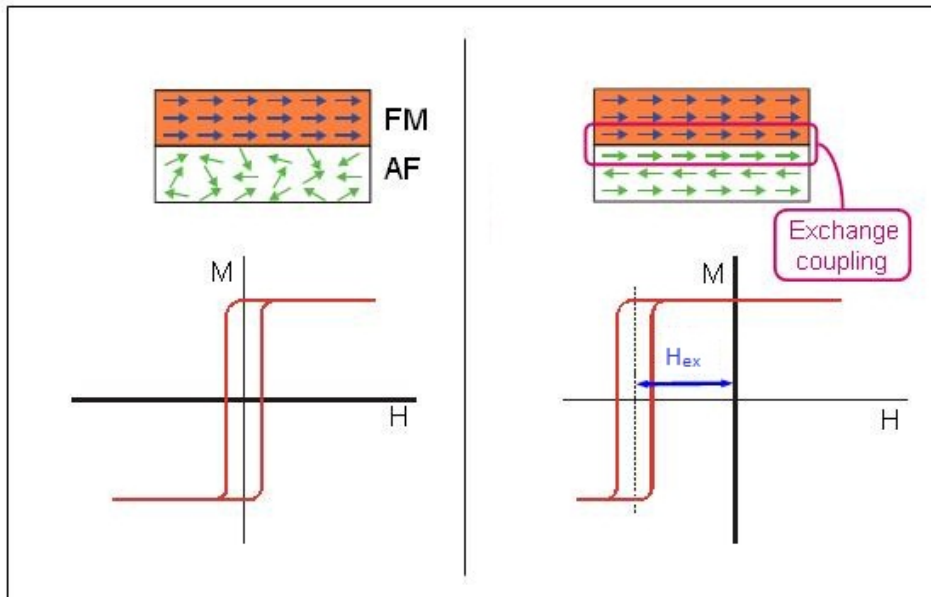


Figura 3.7: Il fenomeno dell'exchange bias in un bistrato ferromagnetico/antiferromagnetico con il campo H_{ex} , originato all'interfaccia, che genera lo spostamento della caratteristica. La figura di sinistra mostra il bistrato in assenza di accoppiamento, con la caratteristica del ciclo di isteresi centrata rispetto al campo magnetico. Quando avviene l'*exchange bias*, come mostrato a destra, la magnetizzazione viene fissata verso una direzione. Questo si traduce con uno spostamento verso sinistra della caratteristica, di una quantità pari al campo interno H_{ex} : in questo modo vi è una sola magnetizzazione possibile nel range operativo del dispositivo.

che i momenti magnetici di contatto siano antiparalleli, così lo strato superiore AF si può pensare procuri un "campo di scambio interno" H_{ex} sullo strato FM che punta verso destra (vedi figura 3.7). La presenza di questo campo addizionale causa lo spostamento verso sinistra della caratteristica di isteresi dello strato FM: questo fenomeno è conosciuto come scambio di polarizzazione (*exchange bias coupling* in inglese). Nel range operativo del dispositivo quindi, la magnetizzazione FM è sempre positiva; l'effetto dello strato AF è quello di fissare la magnetizzazione dello strato FM a puntare sempre verso destra. Questo effetto viene usato, ad esempio, per fissare gli strati di riferimento nelle strutture del momento torcente, come visto nella sezione precedente.

3.7.1 Hard Disk Magnetici

L'effetto GMR è stato usato in sensori di campo magnetico nelle testine di lettura degli hard disk magnetici. Dalla scoperta della GMR, in 10 anni è uscito sul mercato il primo dispositivo che sfruttava questo effetto per la memoria di dati. La GMR è anche responsabile dell'enorme crescita nelle capacità di immagazzinamento dagli anni '90 ai giorni nostri, che ha giocato un ruolo non da poco nello sviluppo di Internet e dei video digitali. Nonostante gli sviluppi tecnologici successivi, è ancora la tecnologia dominante in fatto di hard disk: un'evoluzione possibile è quella di prendere in considerazione gli effetti di TMR nelle MTJ. I dischi rigidi salvano i dati in dischi magnetici, che girano ad alta velocità: ogni bit corrisponde alla magnetizzazione di una regione del disco, in cui il dato è scritto usando un piccolo elettromagnete un campo magnetico maggiore della coercività del materiale di cui è formato il disco. Una volta scritte, le regioni formano dei campi magnetici "di confine": il processo di lettura si basa sull'individuazione della direzione di questi campi di confine. Ovviamente per un hard disk completo sono necessari molti altri elementi, ma l'analisi si concentrerà sulle testine di lettura, che sono l'elemento principale per l'incremento della densità di integrazione.

Per la testina di lettura, l'effetto GMR è usato come un sensore di campo magnetico. La struttura di una regione del disco è la classica a tre strati FM/NM/FM: uno strato antiferromagnetico sta alla base dell'elemento, per fissare la magnetizzazione del primo strato FM grazie all'effetto di scambio di polarizzazione. Un materiale con bassa coercività, ad esempio la lega $Ni_{81}Fe_{19}$ che ha coercività di circa 1 Oersted, viene scelto per lo strato FM superiore (strato libero): in questo modo, la direzione di magnetizzazione segue il campo magnetico. Quando la magnetizzazione punta nello stesso verso dello strato di riferimento, si realizza l'allineamento parallelo, risultando una bassa resistenza al sensore che passa uno "0" logico; viceversa, se la magnetizzazione dello strato libero è tale da formare un allineamento antiparallelo, il sensore rileva una resistenza elevata, leggendo un "1" logico.

3.7.2 RAM Magnetiche (MRAM)

Le MTJ sono utilizzate per memorie a stato solido non volatili, meglio conosciute come ram magnetiche (MRAM). Rispetto alle classiche ram hanno due vantaggi: la durata e la velocità maggiori. La velocità di scrittura è limitata da dinamiche di magnetizzazione, e sono nell'ordine di pochi nanosecondi (contro i μs di scrittura delle Flash); la maggiore durata deriva dal fatto che cambiare lo stato di memoria non necessita di alte tensioni nè coinvolge il moto degli atomi.

Le MRAM sono basate su un array di MTJ: ogni giunzione immagazzina un bit di memoria, ogni bit è indirizzato da un'unica coppia di elettrodi, chiamati *wordline* e *bitline*. Lo strato inferiore dell'MTJ è posizionato sopra uno strato di materiale antiferromagnetico, per vincolare la magnetizzazione dello strato FM, che prendiamo sia verso sinistra, mentre lo strato FM superiore è libero di cambiare allineamento. Ed è proprio la direzione di magnetizzazione di quest'ultimo strato che decide il bit di memoria: lo "0" logico corrisponde ad un allineamento parallelo delle due magnetizzazioni, mentre un "1" logico è dato dall'allineamento antiparallelo. Leggere un bit si traduce nel leggere due valori di resistenza: lo "0" ha resistenza bassa, l'"1" ha una resistenza maggiore. Scrivere il bit è invece più complicato: nelle MRAM in commercio si utilizzano dei campi magnetici localizzati, mentre le prossime generazioni useranno probabilmente l'effetto del momento torcente.

Come detto, un primo metodo per scrivere un dato è quello di usare degli impulsi di campo magnetico localizzati, generati da impulsi di corrente, nel cosiddetto approccio a "mezza selezione". Per indirizzare un preciso bit, si devono conoscere le coordinate in termini di wordline e bitline: lungo ognuno di questi due cavi viene generato un impulso di corrente per generare un campo magnetico (legge di Biot-Savart). L'impulso di corrente deve essere tale da non generare un campo troppo grande, che finirebbe per cambiare tutti i bit della linea: solo all'intersezione la somma delle correnti deve generare il campo magnetico necessario al bit per lo switch, lasciando inalterati gli altri bit. Da qui il nome di "mezza selezione": ogni cavo fornisce solo metà del campo richiesto per lo switch.

Con questo approccio, uno "0" viene scritto se gli impulsi di corrente sono tali da generare un campo magnetico in direzione "sinistra", e un "1" viene scritto applicando impulsi in direzione opposta. È un metodo lineare, che però presenta diversi problemi: bit vicini a quello selezionato potrebbero subire l'effetto del campo magnetico e cambiare il proprio stato, soprattutto con l'incremento della densità di integrazione. Una soluzione al problema è data dalla "toggle-MRAM", tecnologia usata anche commercialmente. L'idea si basa sullo scambio dello strato FM libero con tristrato FM/NM/FM accoppiato antiferromagneticamente: gli stati "0" e "1" sono ottenuti perché l'effetto di TMR è più sensibile allo strato FM adiacente alla barriera di tunnel. In questo modo però ogni impulso di tensione farà cambiare il bit: se è scritto uno 0, inviando un impulso di corrente verrà sovrascritto da un 1, e viceversa: questo implica che con questa tecnologia è necessario prima leggere il bit, e poi, se necessario, scriverlo. Il vantaggio sta nel fatto che il tristrato AF-accoppiato ha una sensibilità più bassa rispetto ad un solo strato FM, quindi i bit vicini non risentono dei campi magnetici. Grazie a questa tecnica è stato possibile commercializzare le MRAM.

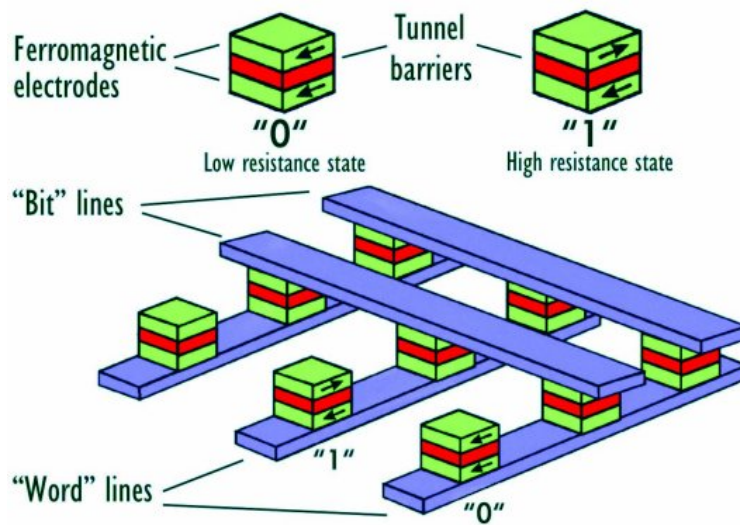


Figura 3.8: Un array della MRAM basato su elementi di memoria MTJ. Sulla wordline e sulla bitline corre l'impulso di corrente che genera il campo magnetico per lo switch del bit solo all'intersezione delle due linee.

Un metodo alternativo di scrittura è attraverso il momento torcente. Applicando una corrente sufficientemente elevata, gli stati "0" e "1" potrebbero essere scritti usando la polarizzazione della corrente; il momento torcente è stato osservato sperimentalmente nelle MTJ, quindi è una via possibile. Tuttavia ci sono molti problemi tecnici da risolvere, come la riduzione della densità di corrente critica per lo switch, e lo sviluppo di MTJ che combinino un alto TMR e bassi costi di produzione. È comunque una strada incoraggiante per l'aumento della densità di bit nelle MRAM.

Capitolo 4

Semiconductor Spintronics

I semiconduttori sono l'elemento portante dell'elettronica, grazie alle loro proprietà di trasporto molto versatili. Solo cambiando la percentuale di drogaggio, la densità dei portatori può essere modificata di diversi ordini di grandezza, ed è possibile disporre di portatori di carica sia positiva (lacune) che negativa (elettroni liberi). Queste proprietà sono utilizzate nei transistor a giunzione bipolare (BJT) e nei transistor ad effetto di campo (FET), usati ormai in ogni campo, dall'amplificazione di segnali analogici alle operazioni logiche. Alcuni semiconduttori possiedono ottime proprietà ottico-elettriche, usati per generare o individuare impulsi luminosi (fotocellule, LED).

Grazie a queste loro potenzialità, vi è un grande interesse nel combinare il grado di libertà dello spin; in questa direzione sono stati compiuti dei passi avanti notevoli. Vengono in questo modo unite le proprietà dei semiconduttori a quelle dei ferromagneti: sono stati introdotti modelli teorici per la realizzazione di spin-FET, basati sul trasporto di spin in canali laterali tra source e drain spin-polarizzati, il tutto controllato dalla tensione di gate. Sono tre le vie principali di sviluppo:

- il lavoro su strutture ibride con metalli ferromagnetici e semiconduttori diamagnetici, il cui problema maggiore è quello del mismatch tra le conduttività dei due materiali per permettere ad una corrente spin-polarizzata di mantenere la coerenza nel passaggio della giunzione. Per ovviare a questo è stata proposta l'immissione di una barriera di dielettrico, come in alcuni modelli di spin-LED;
- un'altra via è rappresentata dalla creazione di semiconduttori ferromagnetici, come il (Ga, Mn)As, con percentuali di Mn al di sotto del 10%. Questi materiali hanno proprietà interessanti, come quella di poter controllare il ferromagnetismo con una tensione di gate, mostrando

una grande TMR. Tuttavia, la T_C di queste sostanze è attorno ai 170 K e richiede un maggiore studio;

- lo studio si concentra anche sulla creazione di correnti spin-polarizzate grazie, ad esempio, ad effetti spin-orbita come l'effetto Hall di spin. In questi effetti le interazioni spin-orbita (discusse più avanti) dividono la corrente nei due canali spin-up e down in direzioni opposte, producendo una corrente di spin trasversa, il tutto in un conduttore diamagnetico.

Incorporare il ferromagnetismo nei semiconduttori con un drogaggio magnetico diluito (che è trattato nella sezione seguente) ha dimostrato nuovi comportamenti magnetici. Inoltre, studi ottici hanno dimostrato tempi di coerenza dello spin molto lunghi, aprendo la strada all'informazione quantistica allo stato solido, e la generazione di polarizzazione di spin nei semiconduttori da ferromagneti è stata raggiunta usando l'iniezione-spin e la riflessione-spin. Queste ultime due costituiscono i fondamenti dei dispositivi a "spin laterale".

4.1 Semiconduttori Ferromagnetici

Il passo successivo è unire le proprietà dei semiconduttori e il ferromagnetismo: per questo sono stati creati quelli che vengono chiamati "semiconduttori magnetici diluiti" (in inglese, *diluted magnetic semiconductor*, abbreviato in DMS). In queste leghe è presente una piccola percentuale di ioni magnetici (meno del 10%) in un semiconduttore che tipicamente non è ferromagnetico. Le leghe più utilizzate sono (In, Mn)As e (Ga, Mn)As: questi sistemi però hanno proprietà ferromagnetiche solamente sotto i 200 K; prima di ogni utilizzo tecnologico è necessario quindi aumentare la temperatura di Curie. Questi materiali sono ferromagneti che da un punto di vista elettrico sono ibridi tra semiconduttori e metalli.

Il (Ga, Mn)As viene fatto crescere attraverso MBE a basse temperature (100 - 300 C), con una concentrazione di Mn tra lo 0 e il 10% per ottenere una lega omogenea; a concentrazioni o a temperature più alte si formano degli ammassi di MnAs o GaAs che comprometterebbero il funzionamento e le proprietà del materiale. Nelle leghe omogenee, la temperatura di Curie dipende dalla concentrazione di Mn e dalla procedura di crescita: tipicamente si attesta attorno ai 100/150 K.

L'origine del ferromagnetismo nei semiconduttori è un argomento di interesse: come l'accoppiamento RKKY visto in precedenza, due momenti magnetici del Mn possono accoppiarsi indirettamente attraverso un portatore di

carica (in questo caso una lacuna, perchè il manganese è un accettore). La lacuna ha un ruolo di mediazione tra i momenti magnetici di due atomi di Mn, spiegato dal modello Zener: quando i momenti di due atomi di manganese interagiscono con la stessa lacuna, si allineano entrambi antiparallelamente al momento della lacuna stessa, risultando tra loro paralleli. In questo modo, il livello di energia più basso è raggiunto quando tutti i momenti del manganese sono paralleli tra loro e antiparalleli alle lacune.

Anche se il ferromagnetismo mediato dai portatori non è ancora compreso del tutto, sono stati realizzati diversi dispositivi che ne utilizzano le proprietà. È stato realizzato il controllo tramite campo elettrico del ferromagnetismo in una struttura a FET; il ferromagnetismo viene attivato e disattivato con una tensione al gate. L'effetto ottenuto è quello di cambiare la concentrazione di lacune, che a sua volta aumenta T_c : in questo modo si passa da uno stato disordinato (paramagnetico) ad uno ordinato (ferromagnetico) e viceversa, solo controllando la tensione di gate. Queste proprietà sono però state osservate a temperature lontane dalla temperatura ambiente, a circa 100 K.

4.2 Coerenza di spin e accoppiamento spin-orbita

Per indagare le dinamiche dello spin dell'elettrone nei semiconduttori sono state sviluppate molte tecniche ottiche, che hanno portato alla scoperta dei tempi di coerenza dello spin (~ 150 ns nel GaAs) e la possibilità di trasporto dello spin su grandi distanze ($\sim 100 \mu m$). Inoltre, queste tecniche hanno condotto ad una varietà di studi riguardanti la manipolazione dello spin, compreso l'effetto di accoppiamento spin-orbita. I mezzi primari con cui vengono misurate le dinamiche dello spin nei semiconduttori si basano su un fascio ottico linearmente polarizzato che viene trasmesso attraverso una popolazione di spin, facendo sì che l'asse di polarizzazione ruoti di un angolo proporzionale alla componente della polarizzazione spin lungo il cammino del fascio. Le misurazioni non si basano su di un singolo impulso, ma su un treno di impulsi ripetuti ogni 13 ns. Se la durata di vita dello spin è inferiore a 13 ns vengono monitorati comportamenti indipendenti tra loro, se invece è superiore gli impulsi interferiscono l'un con altro e vengono osservati fenomeni più complessi.

Sono stati condotti diversi esperimenti sul GaAs che hanno prodotto risultati inattesi: con un drogaggio di $10^{16} cm^{-3}$, la durata di vita dello spin trovata è di circa 100 ns a 5 K. La dipendenza dal drogaggio non è banale, in quanto, in un sistema non dopato la durata di vita è limitata dal tempo

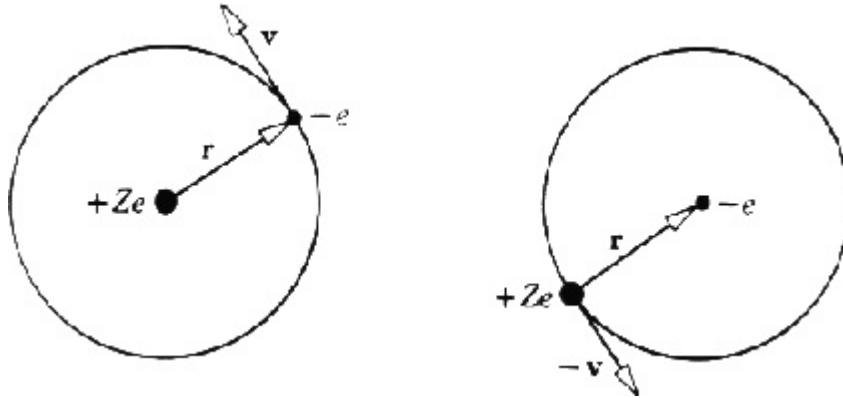


Figura 4.1: L'accoppiamento spin-orbita si origina al cambio di sistema di riferimento.

di ricombinazione (dovuta al fascio di luce polarizzata), e una volta che gli elettroni si sono ricombinati con le lacune, non rimangono più portatori. Nei sistemi dopati, sono presenti elettroni liberi (o lacune) all'equilibrio, quindi la polarizzazione in spin può persistere anche dopo la ricombinazione. A livelli di doping più elevati, entrano in gioco fenomeni di tipo spin-orbita, che limitano pesantemente il tempo di coerenza dello spin.

Il ruolo dell'accoppiamento spin-orbita è estremamente importante nei semiconduttori, e procura effetti sia desiderati che indesiderati. Da un lato, limita il tempo di coerenza dello spin, quindi è preferibile un basso accoppiamento spin-orbita; dall'altro è indispensabile per generare, rivelare, e manipolare otticamente lo spin. Si tratta di un effetto relativistico, che sorge quando si considera la stessa situazione da due diversi punti di vista, che chiameremo "del laboratorio" e "dell'elettrone". Nel primo punto di vista consideriamo un elettrone che viaggia vicino ad un nucleo a riposo carico positivamente. Il nucleo crea un campo elettrico per la sua carica, ma non un campo magnetico, dato che è a riposo. Dal secondo punto di vista, il nucleo si muove; il suo moto produce una corrente che a sua volta produce un campo magnetico, per la legge di Biot-Savart. Questo campo, che chiamiamo \mathbf{H}_{SO} , interagisce con il momento magnetico (\mathbf{m}) dello spin con il termine di energia di Zeeman: $E_{Zeeman} = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{SO}$. Dalla sua origine relativistica, il campo \mathbf{H}_{SO} aumenta con la velocità dell'elettrone.

Quindi, nel sistema del laboratorio è presente un campo elettrico \mathbf{E} , mentre nel sistema dell'elettrone si genera un campo magnetico interno \mathbf{H}_{SO} : la forma di questo campo è nota come *accoppiamento spin-orbita di Rashba* e si scrive come $\mathbf{H}_{SO} \sim \mathbf{E} \times \mathbf{k}$, dove \mathbf{k} è il vettore d'onda dell'elettrone. È da notare il fatto che il campo \mathbf{H}_{SO} dipende dall'impulso dell'elettrone. Data una

popolazione di elettroni spin-polarizzati, c'è una distribuzione di impulsi e quindi di \mathbf{H}_{SO} . Ogni elettrone quindi subisce una precessione lungo un diverso asse, causando l'annullamento della polarizzazione netta di spin: questo meccanismo di sfasamento generato dalle impurità prende il nome di *effetto Elliot-Yafet*. Come detto precedentemente, la durata della vita dello spin diminuisce con l'aumento del drogaggio, proprio per l'effetto di accoppiamento spin-orbita: la banda di conduzione si va riempiendo, e i vettori d'onda degli elettroni aumentano. Questo causa un accoppiamento maggiore, che porta ad accorciare il tempo di coerenza.

Nonostante l'effetto di sfasamento sia fortemente indesiderato, l'accoppiamento spin-orbita può essere usato per manipolare gli spin. Se una popolazione spin si sta muovendo con una certa velocità media di deriva, esiste un vettore d'onda medio non nullo $\langle \mathbf{k} \rangle$. Grazie all'accoppiamento Rashba, questo genera un campo interno non nullo $\mathbf{H}_{SO} \sim \mathbf{E} \times \langle \mathbf{k} \rangle$ se in presenza di un campo elettrico. La scissione per effetto Zeeman e la precessione dello spin che ne risulta da questo campo prende il nome di *effetto Rashba*: da questi studi, Datta e Das proposero un modello di spin-transistor basato proprio su questo effetto nel 1990 [33]. Questo dispositivo consiste di un drain e un source ferromagnetici che iniettano e ricevono spin in un canale di gas di elettroni bidimensionale (chiamato 2DEG). L'idea riprende la valvola spin, ma con una differenza fondamentale: la presenza di un gate elettrostatico che può generare un campo elettrico perpendicolare al 2DEG. Dato che gli elettroni si muovono dal source al drain, l'effetto Rashba genera un campo interno medio $\langle \mathbf{H}_{SO} \rangle$ in direzione perpendicolare al campo elettrico. Dato che anche lo spin è perpendicolare a $\langle \mathbf{H}_{SO} \rangle$, subirà una precessione con una frequenza che dipende dal campo elettrico, a sua volta controllato dalla tensione di gate:

$$\omega_L = \frac{g\mu_B |\langle \mathbf{H}_{SO} \rangle|}{\hbar} \sim \frac{g\mu_B |\langle \mathbf{k} \rangle| |\mathbf{E}|}{\hbar}$$

Quando gli spin raggiungono il drain, l'orientazione relativa tra magnetizzazione di drain e spin determina la corrente source-drain: corrente massima per allineamento parallelo, minima per allineamento antiparallelo. Ma l'orientazione finale dipende dalla frequenza della precessione, che a sua volta dipende dalla tensione di gate: la caratteristica corrente source-drain / tensione di gate assume una forma a zig-zag.

Da notare il fatto che leggeri cambi di tensione di gate possono portare a grandi cambi nella corrente source-drain. La proposta dello spin-transistor Datta-Das ha dato forza alla ricerca nel campo della spintronica nei semiconduttori, anche se deve tuttora essere realizzato; ci sono voluti molti anni e

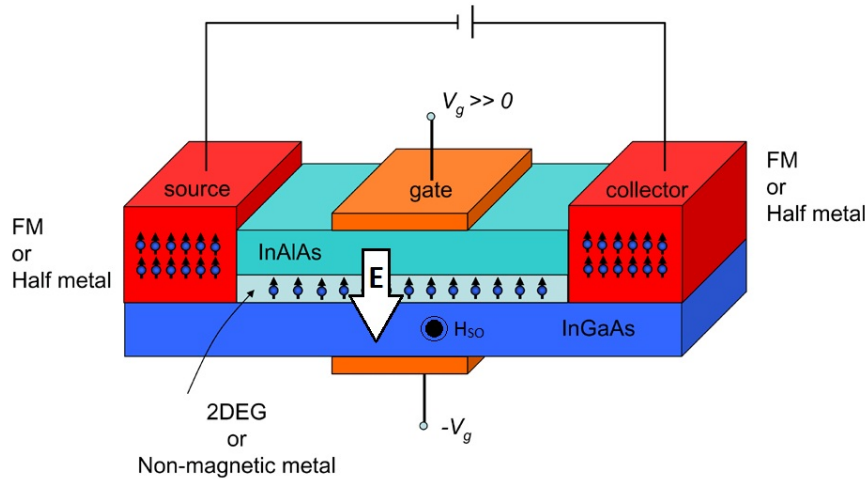


Figura 4.2: Schema dello spin-transistor di Datta-Das. In questo tipo di dispositivo la modulazione della corrente deriva dall'effetto di accoppiamento spin-orbita in un semiconduttore, mentre i contatti magnetizzati sono usati per l'iniezione e rilevazione delle orientazioni di spin.

molti esperimenti per dimostrare che le componenti fondamentali del progetto fossero realizzabili.

4.3 Spin-LED

Una grande sfida della spintronica è sicuramente l'iniezione di elettroni spin-polarizzati da un ferromagnete in un semiconduttore diamagnetico. Mentre studi sulla GMR con la corrente perpendicolare al piano (CPP) hanno dimostrato l'iniezione di spin da un ferromagnete ad un metallo diamagnetico, una dimostrazione dello stesso effetto in un semiconduttore risulta più complicata. La difficoltà maggiore che si presenta è la mancata corrispondenza tra le conduttività del ferromagnete e del semiconduttore.

Esperimenti su LED spin-dipendenti (spin-LED) hanno fornito la prima definitiva dimostrazione di iniezione di spin in un semiconduttore. Al posto di un metallo ferromagnetico come iniettore di spin, sono stati utilizzati dei semiconduttori ferromagnetici, come il $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, o semiconduttori paramagnetici, come il $(\text{Be}, \text{Mn})\text{ZnSe}$. Negli esperimenti con il $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ viene applicata una tensione per iniettare lacune dal $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ (che è di tipo p) nel GaAs intrinseco. Queste poi si ricombinano nel InGaAs (intrinseco) con elettroni non polarizzati provenienti da un iniettore GaAs di tipo n.

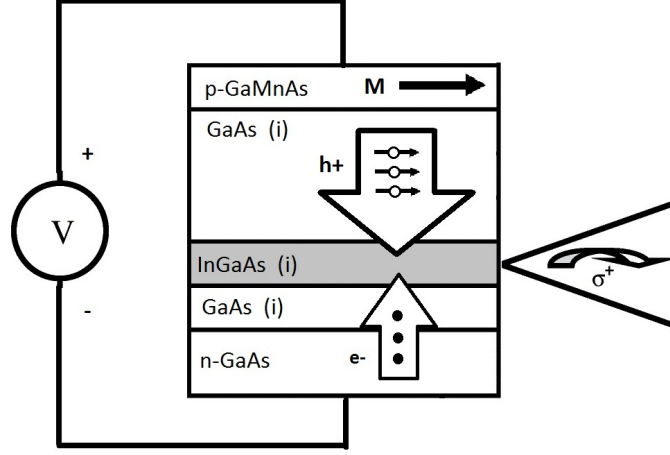


Figura 4.3: Una particolare struttura di spin-LED basata sul GaAs. Collegata al p-(Ga,Mn)As vi è una tensione, in modo che vengano iniettate lacune spin-polarizzate nel GaAs intrinseco. Queste poi si ricombinano nel (In,Mn)As con elettroni non polarizzati provenienti dal n-GaAs, e vengono prodotti fotoni. L'elicità della luce emessa dipende dalla magnetizzazione dello strato InGaAs.

L'elicità ¹ della luce emessa dipende dalla polarizzazione spin delle lacune iniettate; misurando la polarizzazione circolare della luce come funzione del campo magnetico e della temperatura, si trova che la luce emessa corrisponde alla magnetizzazione dello strato (Ga, Mn)As. Questo dimostra l'iniezione spin dallo strato ferromagnetico (Ga, Mn)As nello strato diamagnetico GaAs.

Dalla ricombinazione di lacune spin-polarizzate con elettroni non polarizzati risulta l'emissione di luce polarizzata circolarmente; questa polarizzazione dipende proporzionalmente dalla direzione di osservazione: questo fatto viene usato come indicatore della polarizzazione di spin iniettata.

Dalla dimostrazione dell'iniezione spin in questa struttura completamente a semiconduttori, Schmidt ha fornito un modello che spiega il successo di questi esperimenti [36]. La polarizzazione spin viene assunta come

$$\mathbf{S} = \beta \frac{\sigma_N}{\sigma_F} \frac{\lambda_F}{\lambda_N}$$

dove β è la polarizzazione spin del ferromagnete, σ_F e σ_N sono la conduttività rispettivamente del ferromagnete e del non magnete, λ_F e λ_N sono la

¹L'elicità di una particella è definita come la proiezione del vettore di spin nella direzione del suo impulso.

lunghezza d'onda della diffusione spin del ferromagnete e del non magnete, rispettivamente. Il problema riscontrato da un *metallo* ferromagnetico ad un *semiconduttore* non magnetico si trova nel rapporto σ_N/σ_F che è nell'ordine di 0.001. Nonostante un ferromagnete possa avere $\beta \sim 30\%$, questo genererebbe una polarizzazione di circa 0.03% nel semiconduttore. Il successo di una struttura completamente a semiconduttori è dovuto al fatto che non c'è un rapporto tra le conduttanze così basso, permettendo la generazione e emissione di luce polarizzata.

Applicando un campo magnetico relativamente grande, l'effetto Zeeman crea una polarizzazione totale di portatori nello strato DMS: se lo spessore di questo strato è sufficientemente piccolo, minore della lunghezza di diffusione nel materiale, gli spin che entrano nello strato di trasporto sono completamente polarizzati.

Successivamente venne proposta da Rashba una soluzione anche per il problema della mancanza di corrispondenza tra le conduttanze nell'interfaccia metallo/semiconduttore, introducendo una barriera di tunnel tra le due che abbia una resistenza maggiore di quella del semiconduttore. In alcuni sistemi metallo/semiconduttore esiste una barriera di potenziale dal lato del semiconduttore, nota con il nome di barriera Schottky. Nell'interfaccia Fe/GaAs la presenza della barriera Schottky rende possibile l'iniezione di spin dal Fe al GaAs senza l'introduzione di una barriera di tunnel di ossido. Inoltre, usando gradienti di drogaggio per modificare la barriera Schottky si raggiungono diverse prestazioni nell'iniezione spin.

Capitolo 5

Dispositivi a trasporto laterale di spin

Molta tecnologia spintronica del passato era basata su multistrati metallici (cfr. cap 3), ma un campo di ricerca più recente tratta di sviluppo di dispositivi spintronici laterali. Con questa nuova geometria, si possono esplorare dispositivi multiterminali, e manipolare lo spin con gate elettrostatici. Alcuni esempi sono lo spin-transistor di Datta-Das e la logica riconfigurabile. Sono molti i vantaggi che presenta questo paradigma: lo spin rimane polarizzato per distanze maggiori (centinaia di nanometri) se comparati con i multistrati (pochi nanometri), ed è possibile l'utilizzo di diversi materiali, che possono portare alla scoperta di nuove proprietà.

5.1 Effetto Hall di Spin

L'effetto Hall di spin è una manifestazione dell'accoppiamento spin-orbita, e di recente è stato osservato sia in metalli che in semiconduttori [34]. Questo effetto è dato da una corrente lungo la direzione y che genera una corrente di puro spin lungo la direzione x , a causa dell'accumulo di elettroni spin-up e spin-down (rispetto all'asse z) ai lati del materiale. Una corrente di puro spin implica che un certo numero di elettroni spin-up si muova verso sinistra mentre lo stesso numero di elettroni spin-down si stia muovendo verso destra, risultando una corrente di spin senza corrente di carica. Sia nei metalli che nei semiconduttori questo comportamento può essere generato dalla diffusione a causa delle impurità con un numero atomico elevato (per il loro forte accoppiamento spin-orbita): in questo caso viene chiamato "estrinseco". Nel caso di un semiconduttore di tipo p, l'effetto Hall di spin può generarsi dall'accoppiamento spin-orbita presente in banda di valenza: viene allora detto

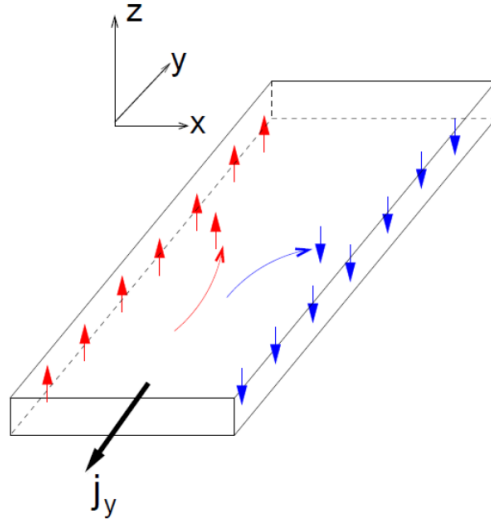


Figura 5.1: La figura illustra il comportamento dell'effetto Hall di spin, dove una corrente non polarizzata si spezza: gli elettroni spin-up si dispongono sulla sinistra, quelli spin-down sulla destra e si genera una corrente di spin trasversa.

“intrinseco”, dovuto al fatto che non vi sono impurità o difetti. L'analisi successiva si concentrerà sull'effetto di tipo estrinseco, perchè osservabili in molti sistemi e di intensità modificabile a seconda del grado di doping.

L'effetto Hall di spin è stato scoperto in un sistema di semiconduttori con un microscopio Kerr su di una striscia di GaAs di tipo n: venne mostrato che ai lati opposti la polarizzazione circolare è di segno opposto, anche in dipendenza della corrente. In un sistema metallico vengono invece effettuate misure elettriche: iniettando una corrente spin-polarizzata lungo l'asse x , avviene una deflessione asimmetrica degli elettroni spin-up e spin-down, che a sua volta genera una tensione laterale. Questo effetto è chiamato “effetto Hall di spin inverso”, poichè una corrente spin-polarizzata crea una tensione trasversa, mentre l'effetto Hall di spin si ha quando una corrente di carica genera un accumulo di spin ai lati opposti del materiale.

La spiegazione dell'effetto Hall si può avere pensando alla diffusione dalle impurità. Se un elettrone passa alla destra di una impurità, questo verrà deflesso verso sinistra grazie all'attrazione tra elettrone e ione positivo. Durante questa deflessione, il gradiente di energia potenziale risulta all'interno di un campo magnetico spin-orbita (cfr cap 4) $\mathbf{H}_{SO} \sim \nabla V \times \mathbf{k}$ che punta fuori dal foglio. \mathbf{H}_{SO} genera una divisione tra gli elettroni spin-up e spin-down: la differenza di energia potenziale è data da $\Delta E = E_{\uparrow} - E_{\downarrow} = g \mu_B \mathbf{H}_{SO}$. Il potenziale di diffusione e la traiettoria finale dipendono dal segno dello spin

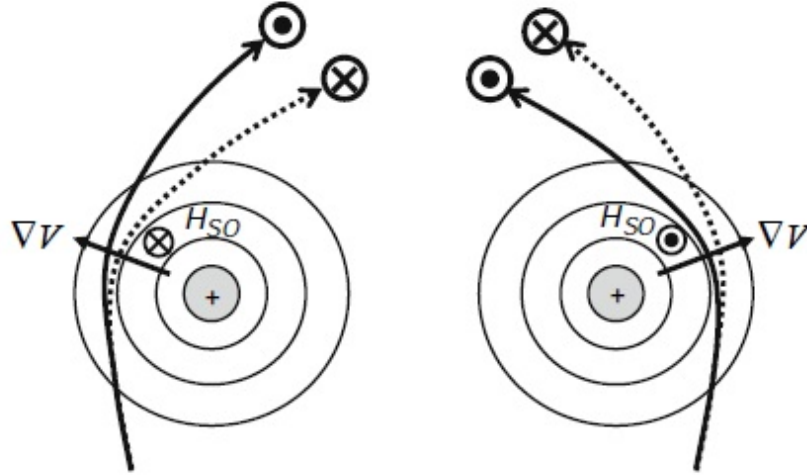


Figura 5.2: Il meccanismo dell'accoppiamento spin-orbita, in cui si mostrano le traiettorie degli elettroni nei casi di passaggio a destra o a sinistra.

dal lato dal quale l'elettrone si muove rispetto all'impurità. Assumiamo il fattore $g < 0$, come nel GaAs. Quando l'elettrone passa alla destra dell'impurità troviamo $\Delta E < 0$, che porta a $E_{\uparrow} < E_{\downarrow}$. Il che significa che l'elettrone spin-up subisce una diffusione maggiore rispetto all'elettrone spin-down.

Se invece l'elettrone passa alla sinistra dell'impurità, il gradiente ∇V punta in direzione opposta, quindi anche \mathbf{H}_{SO} , risultando $\Delta E > 0$, ovvero $E_{\uparrow} > E_{\downarrow}$. In questo caso quindi, è l'elettrone spin-down che subisce una deflessione maggiore. In entrambi i casi, come si nota dalla figura 5.2, l'elettrone spin-up va più a sinistra rispetto a quello spin-down. Questo spiega perchè, nel caso di una corrente di carica che scorre in direzione x , la differenza di traiettorie dovuta a \mathbf{H}_{SO} causa lo spostamento verso sinistra degli elettroni spin-up, mentre gli elettroni spin-down si spostano più verso destra. Questo porta ad una corrente di spin netta, senza nessuna corrente di carica nella direzione trasversa: l'effetto Hall di spin rappresenta un metodo, usando l'accoppiamento spin-orbita, per generare corrente di puro spin e polarizzazione spin senza l'uso di ferromagneti.

Capitolo 6

Conclusione

In meno di vent'anni la spintronica ha aumentato la capacità degli hard disk, rendendo la tecnologia portatile come per le schede di memoria delle fotocamere o dei dispositivi mp3, ma è anche entrata nell'industria dell'automotive e biomedica.

Guardare al futuro della spintronica è difficile, perchè la tecnologia si muove spesso su strade imprevedute. La ricerca ha aperto nuovi scenari affascinanti e promettenti in termini applicativi; inoltre la ricerca sulla semiconductor spintronics ha rivelato nuovi e inaspettati fenomeni. Lo scopo della spintronica potrebbe essere quello di trovare un sostituto al transistor CMOS, a potenza ultra bassa.

La fine della legge di Moore è prevista per il primo quarto del secolo, perchè il moto delle cariche è intrinsecamente dissipativo, e sarà proprio il calore generato dai sempre più piccoli e veloci dispositivi transistor CMOS che limiterà lo scaling. Invece le rotazioni di spin non sono dissipative, perchè è di per sè un processo termodinamicamente reversibile. Ovviamente ci sarà sempre dissipazione nel circuito usato per la creazione dello spin, ma può essere tenuto lontano dal chip dove vengono eseguite le operazioni, e si potrà andare oltre la legge di Moore. Il sostituto spin per il transistor CMOS non è ancora stato trovato, ma può apparire quando meno ce lo si aspetta. Molti scienziati sono fiduciosi nel fatto che si siano ancora molte scoperte davanti a loro, che porteranno a nuove applicazioni per la spintronica nei prossimi decenni e oltre.

Le ultime ricerche si focalizzano sull'uso di laser polarizzati circolarmente per trovare una soluzione ai costi elevati e alle difficoltà derivate dai disturbi del rumore. Con questa tecnica [38], si è riusciti a creare regioni, in un materiale semiconduttore, dove lo spin è rimasto allineato su scala micrometrica per minuti, ed anche ore.

Un altro scopo, non meno importante, potrebbe essere quello di scoprire la vera natura quantomeccanica dello spin e trovare un tempo di coerenza sufficientemente lungo per poter sfruttare l'informatica quantistica. La meccanica quantistica sta acquisendo sempre maggior importanza nell'elettronica, e riuscire ad utilizzare lo spin dell'elettrone (o del protone) permetterà nuovi orizzonti mai concepiti prima. I concetti di qubit e di computazione quantistica ci danno un'idea sulle possibilità future dei computer.

In conclusione, la spintronica ha il potenziale di dare continuità e una crescita idealmente illimitata alla tecnologia del XXI secolo.

Bibliografia

- [1] S.A. Wolf, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger, *Spintronics - A retrospective and perspective*, IBM j. res. & dev. , 2006
- [2] Jaroslav Fabian *et al.*, *Semiconductor Spintronics*, 2008, <http://arxiv.org/abs/0711.1461>
- [3] Clay Sheaff, *An Overview of Spintronics*, 2003, [http : //www.angelfire.com/ult/claysheaff/An_Overview_of_Spintronics.pdf](http://www.angelfire.com/ult/claysheaff/An_Overview_of_Spintronics.pdf)
- [4] Albert Fert, *The origin, development and future of spintronics*, Nobel lecture, 2007
- [5] Giovanni Vignale, *Lecture Notes*, 2012
- [6] Jaroslav Fabian, *Introduction to Spintronics*, lecture, 2001, www.physik.uni-regensburg.de/forschung/fabian/index_lecturenotes.html
- [7] Alessandro Chiolerio, *Spintronic Devices*, PhD Thesis, Politecnico of Turin, 2009
- [8] Roland Winkler, *SpinOrbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer, 2003
- [9] Anatoli Korkin, Federico Rosei, *Nanoelectronics and Photonics*, Springer, 2008
- [10] Jan Honolka, *Ferromagnetic Semiconductors*, 2003, [http : //www.imprs-am.mpg.de/winterschool2008/honolka_stuttgart_2008.pdf](http://www.imprs-am.mpg.de/winterschool2008/honolka_stuttgart_2008.pdf)
- [11] Bill Atkinson *et al.*, *Diluted Magnetic Semiconductor Ferromagnetism*, [http : //www.phas.ubc.ca/supercon/ciar/macdonaldss.pdf](http://www.phas.ubc.ca/supercon/ciar/macdonaldss.pdf)

- [12] Tomasz Dietl, *Why ferromagnetic semiconductors?*, [http : //arxiv.org/abs/0201.279](http://arxiv.org/abs/0201.279)
- [13] Mazzoldi, Nigro, Voci, *Fisica II*, Edises, 2000
- [14] Applicazioni BBCC, [http : //www.inrim.it/ferrara/Lezioni/Applicazioni/BBCC/Parte/2011.pdf](http://www.inrim.it/ferrara/Lezioni/Applicazioni/BBCC/Parte/2011.pdf)
- [15] Jinze Jan der Vries, *Interlayer Exchange Coupling in Magnetic Multilayers*, PhD Thesis, 1996
- [16] S. S. P. Park, *Giant Magnetoresistance in Magnetic Nanostructures*, Annu. Rev. Mater. Sci. 1995.25:357-388, 1995
- [17] Sarah Gerretsen, *Spin Transfer Torque in Ferromagnetic Materials*, Master Thesis, 2009
- [18] Chi Wah Leung, *Metallic Magnetic Heterostructures*, dissertation for philosophy degree, 2002
- [19] Jian-Gang Zhu, Chando Park, *Magnetic Tunnel Junction*, Materials Today, volume 9, number 11, 2006
- [20] M. D. Stiles, *Interlayer Exchange Coupling*, [http : //www.nist.gov/cnst/](http://www.nist.gov/cnst/)
- [21] Jairo Sinova, *Spin Hall effect and devices*, Tutorial Session APS March Meeting, 2011
- [22] S. D. Bader, S.S.P. Parker, *Spintronics*, Annu. Rev. Condens. Matter Phys., 2010
- [23] Stephen J. Pearton, Cammy R. Abernathy, Fan Ren, *Gallium Nitride Processing for Electronics, Sensors and Spintronics (Engineering Materials and Processes)*, Springer, 2010
- [24] Serge Luryi, Jimmy Xu, Alex Zaslavsky, *Future Trends in Microelectronics: The Nano Millennium*, Wiley, 2002
- [25] N. F. Mott, *The transition to the metallic state*, Philos. Mag., 6:287309, 1961
- [26] M. Julliere, Phys. Lett. 54A, 225, 1974
- [27] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, et al., Phys. Rev. Lett. 61, 2472, 1988

- [28] P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang, et al., Phys. Rev. Lett. 57, 2442, 1986
- [29] G.E. Moore, Electronics, vol. 38, No. 8, 1965
- [30] Gerlach, W.; Stern, O. *Das magnetische Moment des Silberatoms* Zeitschrift für Physik 9: 353355, 1922
- [31] P. A. M. Dirac, *The Principle Of Quantum Mechanics*, Oxford University Press, Oxford, UK, 1958
- [32] 43. M. A. Ruderman and C. Kittel, Phys. Rev. 96, 99, 1954
- [33] S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. 56, 665, 1990
- [34] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, et al., Science 306, 1910, 2004
- [35] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. 102, 1413, 1956
- [36] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, et al., Phys. Rev. B (Rapid Commun.) 62, 4790, 2000
- [37] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sower, Phys. Rev. Lett. 57, 2442, 1986
- [38] Electro IQ, <http://chemistry.berkeley.edu/publications/news/2012/reimer-perfects-new-techniques-for-spintronics-and-quantum-computing.php>