دانشکده : فیزیک

گروه : فیزیک ماده چگال

مطالعه انباشت اسپینی و مقاومت مغناطیسی حاصل از یک دیوارهٔ مغناطیسی

نگارش:

نیره تاجی الیاتو

اساتید راهنما :

دکتر مجید قناعت شعار

دکتر ابراهیم قاضی

استاد مشاور:

وحید فلاحی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

ماه و سال انتشار :

پیوست شماره ۲

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده : فیزیک
گروه : فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد خانم نیره تاجی الیاتو

تحت عنوان:

مطالعه انباشت اسپینی و مقاومت مغناطیسی حاصل از یک دیوارهٔ مغناطیسی

در تاریخ .... توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد (
رساله دکتری) مورد ارزیابی و با درجه .... مورد پذیرش قرار گرفت.

اساتید راهنما	امضاء	اساتید مشاور	امضاء
نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :	
نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :	

اساتید داور	امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء
نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :	
نام و نام خانوادگی :			
نام و نام خانوادگی :			
نام و نام خانوادگی :			

تقدیم به

پدر و مادر عزیزم

تشکر و قدردانی

اکنون که در سایه الطاف پروردگار، دوره‌ای دیگر از زندگی تحصیلی‌ام را به پایان می‌رسانم، اینجانب بر خود لازم می‌دانم که در این چند خط محدود از تلاش‌ها و کمک‌های بی حد و حصر اساتید راهنمای خودم دکتر مجید قناعت شعار و دکتر محمد ابراهیم قاضی کمال تشکر را داشته باشم، که در مسیر تهیه و ارائه این پروژه کمال همکاری را با اینجانب داشته‌اند. همچنین از استاد مشاورم، آقای دکتر وحید فلاحی که صبورانه و دلسوازانه و با راهنمایهای فراوان این مسیر را هموارتر کردند، نیز سپاسگزارم.

پیوست شماره ۳

دانشجو تأیید می نماید که مطالب مندرج دراین پـایان نامه (رساله) نتیجه تحقیقات خودش می باشد و در صورت استفاده از نتایج دیگران مرجع آن را ذکر نموده است.

کلیه حقوق مادی مترتب از نتایج مطالعات ، آزمایشات و نو آوری ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه (رساله) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد .

ماه و سال

چکیده

در تحقیق حاضر ترابرد اسپینی در یک دیواره حوزه مغناطیسی که در بین دو ناحیه فرومغناطیس با مغناطش پاد موازی قرار دارد مطالعه شده است. معادلات پخش برای مولفه‌های انباشت اسپینی عرضی با استفاده از معادلات جنبشی در فضای ویگنر و پس از آن افت ولتاژ و مقاومت الکتریکی اضافی از انباشت اسپینی در دیواره مغناطیسی محاسبه شده است. نتایج به دست آمده نشان دهندهٔ این نکته است که انباشت اسپینی عرضی از دو قسمت مستقل و وابسته به مکان تشکیل شده است طوریکه در دیواره‌های ضخیم انباشت اسپینی در داخل دیواره مستقل از مکان و در دیواره‌های نازک وابسته به مکان است (بجز در مرزهای دیواره). افت ولتاژ و مقاومت الکتریکی اضافی از انباشت اسپینی به صورت نمایی بر حسب ضخامت دیواره کاهش می‌یابد. سپس اثر جفت‌شدگی اسپین-مدار راشبا بر روی انباشت اسپینی و نتیجه آن بر روی مقاومت الکتریکی اضافی بررسی شده است. نتایج این بررسی نشان دهندهٔ افزایش انباشت اسپینی عرضی و مقاومت الکتریکی اضافی تحت تأثیر این برهمکنش است.

لیست مقالات مستخرج از پایان‌نامه

۱- مجید قناعت‌شعار، وحید فلاحی، نیره تاجی الیاتو، محمد ابراهیم قاضی، (۱۳۸۹) «افت ولتاژ و مقاومت اضافی حاصل از انباشت اسپینی در یک دیواره مغناطیسی»، کنفرانس سالانه فیزیک ایران، شهریور ماه ۱۳۸۹، همدان.

۲- نیره تاجی الیاتو، مجید قناعت‌شعار، وحید فلاحی، محمد ابراهیم قاضی، (۱۳۸۹) «پیامدهای ناشی از انباشت اسپینی در یک دیواره مغناطیسی °۹۰ در یک نانو سیم مغناطیسی»، دهمین کنفرانس ماده چگال، شیراز.

فهرست

عنوان **صفحه**

فصل اول: مفاهیم اسپینترونیک

فصل دوم: معادلات پخش انباشت اسپینی در دیواره حوزه

فصل سوم: تاثیر برهمکنش راشبا بر انباشت اسپینی در دیواره حوزه نانو سیم

فهرست

عنوان **صفحه**

فصل ۱

مفاهیم اسپینترونیک

۱-۱ مقدمه

اسپینترونیک[1] شامل مطالعه کنترل درجه آزادی اسپین در سیستم‌های حالت جامد است. سیستم‌های مغناطیسی از آن روی که دارای یک درجهٔ آزادی بیشتر نسبت به سیستم‌های غیر مغناطیسی مشابه خود هستند، در زمینهٔ فناوری اطلاعات توجه ویژه‌ای را به خود جلب کرده‌اند. به ویژه پس از اینکه کشف پدیدهٔ «مقاومت مغناطیسی بزرگ»[2] گامی بزرگ در حوزهٔ ترابرد اسپینی و انتقال اطلاعات ایجاد نمود، این گونه از سیستم‌ها مورد بررسی فراوانی قرار گرفتند. همچنین فعل و انفعالات بین ترابرد وابسته به اسپین و دینامیک مغناطش در نانوساختارهای مغناطیسی هم از لحاظ کاربردی و هم از نظر بنیادی مورد توجه پژوهشگران بوده است.

مزیت اسپین الکترون نسبت به بار الکتریکی آن در این نکته نهفته است که، اسپین الکترون با یک میدان مغناطیسی خارجی قابل کنترل و دستکاری است. البته بایستی خاطر نشان کرد که این ویژگی پیش‌تر در مورد فناوری حافظه‌های مغناطیسی به کار گرفته شده بود. ویژگی بسیار ظریف و اساسی دیگر اسپین، طولانی بودن همدوسی یا زمان واهلش آن نسبت به بار است[۱]. یک پالس جریانیِ بار الکتریکی به راحتی در اثر پراکندگی یا برخورد با ناخالصی‌ها و ناکاملی‌ها از بین می‌رود، در حالی که قطبش اسپینی جریان مدت بیشتری حفظ می‌شود. این بدان معنی است که در مقایسه با الکترون، حالت اسپینی خود را دیرتر از دست می‌دهد. به زبان مکانیک کوانتومی زمان واهلش عدد کوانتومی اسپین (σ) بزرگتر از زمان واهلش بردار موج الکترون $\vec{k}$ است. از آنجایی که مرتبه برهمکنش‌های الکتریکی بزرگتر از برهمکنش‌های مغناطیسی است، برهمکنش‌های الکتریکی مانند برهمکنش الکترون-الکترون بسیار قوی‌تر از برهمکنش‌های مغناطیسی نظیر برهمکنش بین اسپین الکترونها

[1]Spintronic

[2]Giant Magnetoresistance(GMR)

خواهد بود و بنابراین حالت‌های اسپینی پایدارتر خواهند بود. از این رو، عدد کوانتومی اسپین که تاکنون اثرات ترابردی آن نادیده گرفته می‌شد، برای انتقال داده‌ها مناسب‌تر خواهد بود.

یکی از مشخصه‌های بسیار مهم در تعیین کارایی یک قطعهٔ اسپینترونیکی مقاومت مغناطیسی[1] آن است. مقاومت مغناطیسی یک نمونه عبارت از تغییر مقاومت آن تحت تاثیر میدان مغناطیسی خارجی، برهمکنش‌های میکروسکوپیک درونی و حتی به دلیل جهت‌گیری‌های گوناگون اسپین‌های جایگزیده است. یکی از کاربردهای این کمیت خواندن داده‌های موجود بر روی دیسک‌های سخت است که از طریق خواندن جهت‌گیری خاص مغناطش صورت می‌گیرد.

در پی بررسی مقاومت مغناطیسی قطعات اسپینترونیک، محققان موفق به کشف اثر «مقاومت مغناطیسی بزرگ» شدند که به عنوان نقطهٔ شروع دانش اسپینترونیک تلقی می‌شود. «مقاومت مغناطیسی بزرگ» به مقاومت‌های مغناطیسی نسبتا بزرگتر اطلاق می‌شود، این کشف بزرگ که در سال ۱۹۸۸ میلادی به وقوع پیوست، نقطه عطف مهمی در عرصهٔ ترابرد اسپینی به شمار می‌رود. استفاده‌های تجاری که تاکنون از این پدیده به عمل آمده است عبارت است از هدهای ویژه خواندن اطلاعات[2] و «مقاومت مغناطیسی بزرگ» موجود در هارد درایوها یا RAM های مغناطیسی، که اساس کار آنها بر پایه رفتار اسپین در فلزات پایه‌ریزی شده است. محققان کنونی در پی ساختن قطعات جدیدی هستند که توان فعال ساختن و به کار گیری اسپین الکترون به عنوان یک عنصر فعال در ترابرد اطلاعات را دارا است. در همین راستا شناخت عامل‌های موثر در ترابرد اسپینی و برهمکنش‌های مغناطیسی امری اجتناب ناپذیر است.

از طرف دیگر، پیشرفت در بحث نانوتکنولوژی پژوهشگران را قادر ساخته تا قطعاتی جدید با ابعاد نانومتری تولید نمایند. نانوسیم‌های مغناطیسی چشم‌انداز جدیدی را برای قطعات اسپینترونیکی نظیر حسگرهای مغناطیسی، سوئیچ‌ها و ذخیره‌سازی داده‌ها گشوده است. مطالعات گستردهٔ اخیر در زمینهٔ

[1]Magnetoresistance(MR)
[2]Read Heads

ترابرد اسپینی به منظور بهبود عملکرد چنین قطعاتی نشانگر اهمیت بررسی آنها از نظر صنعتی است[۲].

ترابرد الکترون در ساختارهای ریز کوانتومی از جمله سیستم‌های مزوسکوپیک[1] و نانو ساختارها ویژگی‌های بسیار متفاوتی نسبت به ساختارهای کلاسیکی دارد و پدیده‌های نوینی برای آن انتظار می‌رود. ترابرد الکترونی در این گونه سیستم‌ها به دلیل وجود اثرات کوانتومی نظیر محدودشدگی الکترون و کوانتیده شدن ترازها در اثر مقید شدن و یا به علت وجود تداخل‌های کوانتومی در کنار مکانیسم‌های واهلش دیگر تحت تاثیر قرار می‌گیرد. در سیستم‌های مغناطیسی پراکندگی وابسته به اسپین الکترون‌ها باعث متفاوت شدن جریان در دو کانال اسپینی می‌شود. میدان‌های خارجی می‌توانند اختلاف بین دو جریان اسپینی را تغییر داده و باعث تغییر مقاوت مغناطیسی سیستم گردند. بجز پدیدهٔ «مقاومت مغناطیسی بزرگ» در فلزات محور دیگری که پژوهشگران برای توسعه قطعات اسپینترونیک پیش رو گرفته‌اند مطالعه فرآیندهای ترابرد به شکل دینامیک درچند لایه‌های نیمرسانا است. در صورت امکان ساخت و بهره‌گیری از ویژگیهای چنین قطعاتی، از آنها می‌توان به عنوان دستگاه‌های چند منظوره نیز استفاده نمود زیرا علاوه بر قابلیت‌های اسپینترونیکی شامل ویژگی‌های نیمرسانایی متداول نیز خواهند بود.

تولید قطبش اسپینی معمولاً به معنی تولید جمعیت اسپینی غیر تعادلی[2] است. یکی از روشهای کاربردی برای جهت دهی به اسپین (یا قطبش اسپینی) تزریق الکتریکی اسپین است. انباشت اسپینی[3] که در پی ترابرد الکترون در قطعات تزریق اسپینی ایجاد می‌شود برای توصیف اثر مقاومت مغناطیسی بزرگ در ساختارها با هندسه CPP[4] نیز از اهمیت فراوانی برخوردار است[۳].

در پایان‌نامه حاضر سعی بر آن شده است که مدلی برای فهم و توضیح اثر انباشت اسپینی و وابستگی مکانی آن به پارامترهای مختلف دیواره و همچنین سهم این اثر در مقاومت الکتریکی دیواره حوزه (به

[1]Mesoscopic systems
[2]Nonequilibrium spin population
[3]Spin accumulation
[4] Current Perpendicular to the Plane

عنوان یک ساختار مغناطیسی ناهم راستا) در رژیم پخشی ارائه شود که قادر است انباشت اسپینی را به صورت موضعی در دیواره محاسبه کند و نشان خواهد داد که سهم انباشت اسپینی در مقاومت دیواره در رژیم پخشی کمتر از مقدار گزارش داده شده توسط ابلز است. در همین راستا به اثر انباشت اسپینی در حضور برهمکنش دیاکونوف پرل خواهیم پرداخت.

ترتیب بندی پایان‌نامه بدین گونه است که در ادامه فصل مفاهیم اسپینترونیک و مکانیسم‌های نافازی اشاره خواهیم نمود. سپس در فصل دوم روش محاسبهٔ انباشت اسپینی و مقاومت الکتریکی اضافی بواسطه دیواره حوزه از نوع بلاخ درون یک سیم کوانتومی را بررسی خواهیم کرد. در فصل سوم به بررسی نتایج تحلیلی و عددی بدست آمده از معادلات پخش برای مولفه‌های انباشت اسپینی از فصل قبل پرداخته و همچنین تاثیر برهمکنش اسپین- مدار راشبا بر انباشت اسپینی و مقاومت الکتریکی اضافی از اثر انباشت اسپینی در حضور این برهمکنش را نشان خواهیم داد. نتایج این پژوهش بیانگر این نکته است که وجود برهمکنش تبادلی باعث نوسانات انباشت اسپینی در اطراف دیواره می‌شود و وجود برهمکنش راشبا نیز باعث تشدید این نوسانات می‌شود.

۱-۲ اسپینترونیک

دانش اسپینترونیک از حوزه‌های چندگانه‌ای تشکیل یافته است که موضوع اساسی در آنها کنترل درجه آزادی اسپین الکترونهای رسانش یا اسپین‌های جایگزیده در سیستم‌های حالت جامد است. کنترل اسپین مستلزم کنترل جمعیت و فاز اسپین هنگردی[1] از ذرات و یا ایجاد تغییر همدوس اسپین در سیستمی با یک یا تعداد اندکی از زیر سیستم‌های اسپینی است. هدف این علم درک برهمکنش‌های اسپین ذره با محیط حالت جامدی اطراف آن و ساخت ابزارهای مفید با استفاده از این

1Ensemble

دانش است. مطالعات بنیادی اسپینترونیک شامل بررسی ترابرد اسپین الکترون در ماده و همچنین بررسی دینامیک و واهلش اسپین است. سوالاتی که در این راستا مطرح می‌شوند عبارتند از:

الف) موثرترین راه برای قطبیده کردن یک سیستم اسپینی چیست؟ ب) تا چه مدتی یک سیستم توان نگهداری از جهت‌گیری اسپین ذره را دارد؟ و ج) چگونه می‌توان اسپین ذره را آشکارسازی کرد؟[۴]

تولید قطبش اسپینی معمولاً به معنی تولید جمعیت اسپینی غیرتعادلی است. این کار به چندین روش امکان‌پذیر است. روش پیشین برای جهت‌دهی به اسپین، استفاده از مکانیسم‌های اپتیکی[۱] بوده، به طوریکه که فوتون‌هایی با قطبش دایروی با انتقال اندازه حرکت زاویه‌ای خود به الکترونها باعث ایجاد قطبش اسپینی در سیستم می‌شد، در حالی‌که برای مقاصد کاربردی در قطعات الکترونیک تزریق الکتریکی اسپین[۲] مناسب‌تر است، که این کار با اتصال یک الکترود مغناطیسی به نمونه انجام می‌شود. هنگامی که جریان، الکترونهای قطبیده را از الکترود به نمونه بیرون می‌راند انباشت اسپینی غیرتعادلی در سیستم روی می‌دهد.

آهنگ انباشت اسپینی، به واهلش اسپین در سیستم وابسته است، یعنی به فرایندهایی که اسپین انباشته شده را به حالت تعادل خود باز می‌گردانند. اسپین‌های اکثریت (حاملهایی با اسپین پادموازی با مغناطش سیستم) به هنگام گذار از یک سیستم غیرمغناطیسی به آرامی طی فرایند وارون‌گشت اسپینی[۳] به حالت تعادل باز گشته و اسپین انباشته شده به صورت نمایی از بین می‌رود که مقیاس مشخصه آن طول پخش اسپینی[۴] L_{sd}، است. اگر تعداد برخوردهای قبل از فرایند وارون‌گشت اسپینی را که طی آنها تکانه الکترون پس از هر پراکندگی، تغییر می‌یابد برابر N فرض نماییم و نیز مسافت میانگین بین دو برخوردی که به پراکندگی تکانه می‌انجامد برابر با l در نظر بگیریم، در این صورت مسافت میانگینی که اسپین الکترون پس از طی آن در سه بعد تغییر می‌یابد برابر خواهد بود با

[1]Optical techniques
[2]Electrical spin injection
[3]Spin-flip process
[4]Spin Diffusion Length

$l\sqrt{\frac{N}{3}}$. بنابراین اسپین الکترون‌های رسانش مسافت Nl را با سرعت فرمی (v_F) پیش از تغییر اسپین خواهند پیمود. اگر میانگین زمان لازم برای وارون گشت اسپینی برابر $\tau_{\uparrow\downarrow}$ باشد خواهیم داشت[۵]:

$$L_{sd} = \sqrt{\frac{l\, v_F \tau_{\uparrow\downarrow}}{3}} \qquad (۱-۱)$$

نقش ناخالصی‌ها در کاهش L_{sd} بدین گونه آشکار می‌شود که، ناخالصی‌ها هم با کاهش مسافت آزاد میانگین l و هم با کاهش $\tau_{\uparrow\downarrow}$ به دلیل افزایش دامنه پراکندگی‌های وابسته به اسپین باعث کاهش مسافت پخش اسپین خواهند شد. بایستی خاطر نشان کرد که چندین مکانیسم واهلش اسپینی وجود دارد که منحصر به ناخالصی‌ها نیست. از مهمترین آنها می‌توان جفت‌شدگی اسپین-مدار[۱] را نام برد که در ادامه به آنها اشاره خواهد شد. مرتبه بزرگی زمان واهلش اسپین معمولا در حدود چند نانو ثانیه است اما بازه مشاهده شده برای آن از چند پیکوثانیه تا چند میکروثانیه را شامل می‌شود.

انباشت اسپینی غیرتعادلی، نتیجه مستقیم عدم تقارن اسپینی[۲] در سیستم است. زیرا در یک سیستم مغناطیسی دو مولفه اسپینی الکترون در ترابرد کاملا متفاوت عمل می‌کنند، که این خود به دلیل متفاوت بودن مقدار چگالی این دو نوع حامل یا مقدار تحرک‌پذیری آنها است. علت این امر، شکافتگی تراز ایجاد شده توسط میدان تبادلی درون فرومغناطیس است.

بنابراین بوضوح می‌توان دریافت که اختلاف چگالی حالتها در سطح فرمی ناشی از این شکافتگی، به اختلاف تعداد الکترونها در کانالهای اسپینی مجزا (که در رسانایی سیستم شرکت می‌کنند) و تفاوت رفتار حاملها بر حسب اسپین آنها می‌انجامد. این تفاوت منحصر به سیستم‌های مغناطیسی مانند مواد فرومغناطیس و مواد پارامغناطیس (در حضور یک برهمکنش با منشا مغناطیسی مانند میدان مغناطیسی خارجی) نیست، بلکه حتی در مواد غیرمغناطیسی به کمک فرایندهای ترابردی، اپتیکی و روشهای تشدیدی می‌توان قطبش اسپینی ایجاد نمود[۴].

[1] Spin-Orbit Coupling
[2] Spin Asymmetry

آشکارسازی اسپین[1] یکی از مهم‌ترین تدابیر دانش اسپینترونیک است که بر دریافت تغییرات سیگنالها از طریق حضور انباشت اسپینی بوجود آمده، استناد می‌کند. هدف رایج در کاربرد این دانش به حداکثر رساندن توان آشکارسازی است، منظور از این آشکارسازی خود اسپین نیست بلکه آشکارسازی حالت اسپینی است.

۱-۳ ترابرد قطبش اسپینی و اثرات مقاومت مغناطیسی

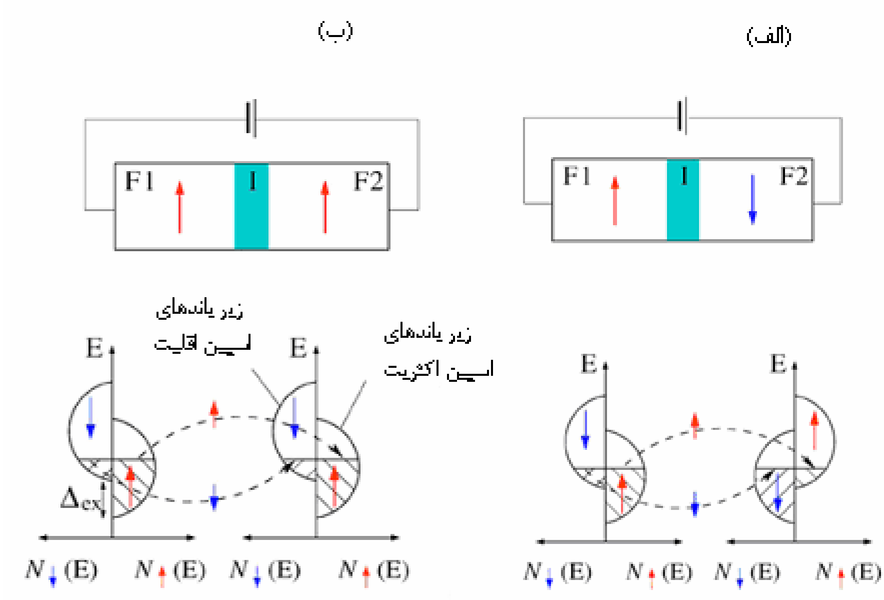
موت[2] در سال ۱۹۳۶ چارچوبی را برای درک کنونی ما از ترابرد اسپینی قطبیده فراهم آورد[۶،۷]. وی به دنبال توضیح یک رفتار غیرطبیعی مقاومت الکتریکی در فلزات فرومغناطیس بود که دریافت در دماهای بسیار پایین که پراکندگی مگنونی اندک است، الکترونهای اکثریت و اقلیت برحسب موازی یا پادموازی بودن ممان دوقطبی آنها با مغناطش سیستم، در طول فرایندهای پراکندگی ترکیب نمی‌گردند. پس رسانندگی الکتریکی سیستم را می‌توان برحسب جمع دو مولفهٔ اسپینی مستقل و نابرابر بیان کرد، که این توصیف، به مدل دو جریانی معروف است[3] و توسط کَمپبل[4] در سال ۱۹۶۷ و فِرت[5] و کَمپبل در سال ۱۹۶۸ گسترش یافت[۸،۹]. بعداً تصحیحاتی برروی این مدل انجام شد که توضیح دهندهٔ بسیاری از پدیده‌های مرتبط با ساختارهای تولیدکنندهٔ مقاومت مغناطیسی است.

اندازه‌گیری‌های انجام یافته بر روی اثرات تونل‌زنی در میزان مقاومت مغناطیسی سیستم، نقشی کلیدی در کارهای تجربی انجام یافته بر روی ترابرد اسپینی داشته است. مطالعه بر روی ساختارهای فلز غیرمغناطیسی/ نیمرسانای فرومغناطیس / فلز غیرمغناطیسی (N/F/N) مشخص می‌کند که منحنی جریان- ولتاژ (I-V) می‌تواند توسط میدان مغناطیسی به‌کار برده شده تعدیل شود[۱۰].

---

[1]Spin detection
[2]Mott
[3]Tow-current Model
[4]Campbell
[5]Fert and Campbell

زمانی که جریان غیرقطبیده از یک نیمرسانای فرومغناطیسی عبورداده می‌شود، جریان اسپینی قطبیده می‌شود. یک سری از آزمایشهای انجام یافته برروی ساختارهای فرومغناطیس/ نارسانا/ابررسانا (F/I/S) [۱۱،۱۲،۱۳] به وضوح ثابت کرد که جریان حتی پس از تونل‌زنی در خارج از ناحیه فرومغناطیس، قطبیده باقی می‌ماند. چگالی حالتهای شبه‌ذره شکافتگی زیمان در یک ابررسانا به عنوان آشکارکننده قطبش اسپینی الکترونهای رسانش در مواد مغناطیسی گوناگون استفاده می‌شود. (شکل ۱-۱)



شکل ۱-۱: تونل زنی الکترون در ساختار فرومغناطیس/ نارسانا/ فرومغناطیس[۴]

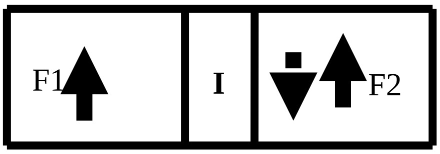
ژولیر[1] با اندازه‌گیری رسانایی در تونل‌زنی جریان از ساختار فرومغناطیس/ نارسانا/ فرومغناطیس (F/I/S) که در آن لایه میانی نارسانا، از ماده آمورف *Ge* تشکیل یافته بود و نیز با تحلیل نتایج اثرات تونل‌زنی در رسانندگی ساختار F/I/S، موفق به فرمول‌بندی مدلی برای تغییر رسانندگی نسبت به جهت‌گیری نسبی مغناطش دو ناحیه فرومغناطیس $F1$ و $F2$ (شکل۱-۲) موازی(↑↑) و پادموازی(↓↑)

[1]Julliere

شدند. مقاومت مغناطیسی متناظر با تونل زنی[1] برای ساختار F/I/F اشاره شده به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$TMR = \frac{\Delta R}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{G_{\uparrow\uparrow} - G_{\uparrow\downarrow}}{G_{\uparrow\downarrow}} \qquad (۲-۱)$$

که در آن G رسانایی و $R = \frac{1}{G}$ مقاومت سیستم است که بر حسب جهت‌گیری مغناطش در دو ناحیهٔ $F1$ و $F2$ برچسب خورده است. این جهت‌گیری نسبی مغناطش‌ها در دو سوی ناحیه میانی با اعمال میدان مغناطیسی کوچکی از مرتبه ۱۰ G قابل تغییر است.



شکل۱-۲ : ساختار چند لایه‌ای فرو-نارسانا-فرو

به دلیل وجود برهمکنش اسپین-مدار، مقاومت الکتریکی برحسب راستای جریان نسبت به مغناطش تغییر می‌یابد که این اثر به مقاومت مغناطیسی ناهمسانگردی[2] معروف است. به لحاظ تاریخی کشف مقاومت مغناطیسی ناهمسانگردی در فرومغناطیس‌های حجمی[3] از قبیل آهن و نیکل نخستین بار به آزمایشات لردکلوین[4] در سال ۱۸۵۷ برمی‌گردد.

براساس مدل ژولیر که فرض می‌شود المانهای ماتریس تونل‌زنی ثابت بوده و الکترونها بدون وارون‌گشت اسپینی تونل‌زنی خواهند نمود معادله (۱-۲) به رابطه زیر می‌انجامد:

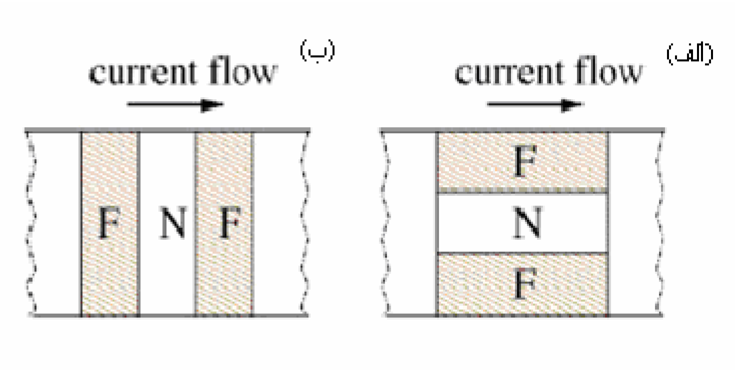
$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \qquad (۳-۱)$$

[1]Tunneling Magnetoresistance (TMR)
[2]Anisotropic Magnetoresistance(AMR)
[3]Bulk
[4]Lord Kelvin

در این رابطه $P_i = \frac{(N_{Mi} - N_{mi})}{(N_{Mi} + N_{mi})}$ برحسب N_{Mi} و N_{mi} که به ترتیب چگالی حالتهای وابسته به اسپین اکثریت و اقلیت در ناحیه‌های $F1$، $(i=1)$ و $F2$، $(i=2)$هستند، بیان می‌شوند.

پیش‌بینی مدل ژولیر نشان دهندهٔ یک اثر شیر اسپینی[1] است. بدین گونه که مقاومت قطعه با جهت‌گیری نسبی دو مغناطش، $M1$ و $M2$ در دو ناحیه $F1$ و $F2$ است. این جهت گیری نسبی، حتی در نبود منبع تغذیه حفظ شده و پایدار خواهد ماند.

اثر مهم دیگری که در ساختارهای چندلایه‌ای مشاهده شده است، پدیده «مقاومت مغناطیسی بزرگ» است که توسط بایبیچ[2] در سال ۱۹۸۸ کشف شد[۱۴] که قابل استفاده در حافظه‌های نافرار[3] و پایدار است. ساختارهای «مقاومت مغناطیسی بزرگ» بر اساس اینکه جریان نسبت به صفحه فصل مشترک لایه‌ها عمود[4] و یا موازی[5] باشند (شکل ۱-۳) تقسیم بندی می‌شوند.



شکل ۱-۳: طرح شماتیکی از چند لایه‌ای‌ها با آرایش جریان الف) موازی و ب) عمود

اندازه مقاومت مغناطیسی در ساختارهای «مقاومت مغناطیسی بزرگ» می‌تواند مشابه معادله (۱-۱) بیان شود. یکی از کلیدهای موفقیت کاربردهای مقاومت مغناطیسی توانایی آنها در کنترل جهت‌گیری نسبی $M1$ و $M2$ است که توسط برگر[6] و اسلونزوسکی[1] در سال ۱۹۹۶ پیشنهاد شده است[۱۵،۱۶].

---

[1]Spin Valve effect
[2]Baibich
[3]Nonvolatile Memory
[4]Current Perpendicular to the Plane(CPP)
[5]Current In Plane (CIP)
[6]Berger

در حالیکه آنها پیش‌بینی کردند که در ساختارهای «مقاومت مغناطیسی بزرگ» یا «مقاومت مغناطیسی متناظر با تونل‌زنی» جهت‌گیری نسبی مغناطش برروی جریان اسپین قطبیده تاثیر معکوس خواهد داشت. دنباله جریان اسپین قطبیده می‌تواند گشتاور زاویه‌ای را حتی در غیاب میدان مغناطیسی اعمالی از حاملها به فرومغناطیس انتقال و موجب تغییر مغناطش متناظر شود. این پدیده که به گشتاور انتقال اسپینی[2] معروف است به طور گسترده‌ای هم از نظر تئوری و هم تجربی مطالعه شده است.

رهیافت دیگری که مقاومت مغناطیسی بزرگی را در دمای اتاق ایجاد می‌کند ساختن نواحی فرومغناطیس است که توسط اتصالات نانومتری از هم جدا شده‌اند. برای سادگی، چنین ساختارهایی می‌تواند به صورت نمونه محدودی از طرح‌های «مقاومت مغناطیسی بزرگ» در نظر گرفته شود که این رفتار به مقاومت مغناطیسی بالستیک[3] معروف است که پیش از این در تعدادی از مواد و هندسه‌های مختلف مطالعه شده است[۱۷،۱۸].

۱-۳-۱ قطبش اسپینی

قطبش اسپینی نه تنها برای الکترونها بلکه برای حفره‌ها، هسته‌ها و حتی برای اکسایتون‌ها به شکل زیر می‌تواند تعریف شود:

$$P_X = {X_S}/{X}, \qquad (۱-۴)$$

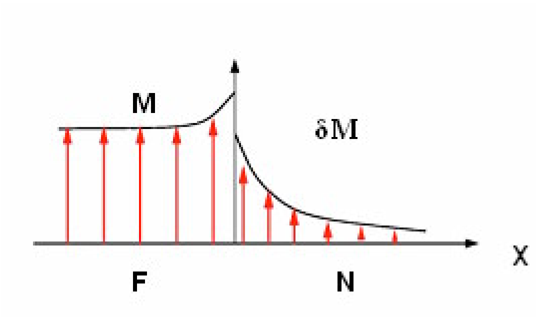
که X_S تفاضل $X_S = X_\lambda - X_{-\lambda}$ و X جمع $X = X_\lambda + X_{-\lambda}$ است که X_λ مولفهٔ λ کمیت X است و چنانچه متداول است $\lambda=\uparrow$ را 1+ و $\lambda=\downarrow$ را 1− انتخاب می‌کنند. جهت محور کوانتش در راستای میدان مغناطیسی خارجی، راستای نور فرودی و یا راستای مغناطش ماده بسته به ماهیت مساله، انتخاب می‌گردد. بایستی توجه داشت که اندازه و علامت P_X رابطه (۱-۲) به انتخاب کمیت X

---

[1] Slonczewski
[2] Spin Transfer Torque
[3] Ballistic Magnetoresistance

وابسته است. حتی در یک سیستم همگن P_X اندازه‌گیری شده برای کمیت‌های X متفاوت، یکسان نخواهد بود. برای کمیت X می‌توان جریان حاملها، چگالی حاملها، رسانایی یا چگالی حالتها را در نظر گرفت. قطبش اسپینی جریان الکتریکی یا چگالی حالتها که در یک ناحیه غیر مغناطیسی ایجاد می‌شود، برای توصیف بهرۀ تزریق اسپینی به کار می‌رود.

بسیاری از مواد در حالت فرومغناطیسی می‌توانند درجه ذاتی از قطبش اسپینی تعادلی داشته باشند. معمولا هدف از تولید قطبش اسپینی، ایجاد جمعیت اسپین غیرتعادلی است. روشهای ترابردی، اپتیکی و تشدیدی و همچنین ترکیبی از این روش‌ها برای تولید قطبش اسپینی غیرتعادلی به کار می‌روند. تزریق الکتریکی اسپین یک نمونه از روش ترابرد برای تولید جمعیت اسپینی غیرتعادلی است. آرونوف[1] و پیکاس[2] مفاهیمی کلیدی در تزریق الکتریکی اسپین از یک ماده فرومغناطیس (F) به درون یک فلز غیرمغناطیسی(N)، نیمرسانا و یا ابررسانا معرفی کردند[۱۹،۲۰،۲۱]. آرونوف پیش بینی کرد[۲۰] که به هنگام عبور جریان الکتریکی از یک پیوندگاه F/N حاملهای جریان قطبیده شده در درون ناحیه فرومغناطیس (F) می‌توانند در ناحیۀ غیر مغناطیسی (N) مغناطش غیرتعادلی δM را در مقیاس طولی مسافت واهلش اسپینی، L_{sd}، ایجاد کنند (شکل ۱-۴).



شکل ۱-۴: ساختار دو لایه‌ای F/N[۴]

[1] Aronov
[2] Pikus

این مغناطش غیرتعادلی که معادل با یک انباشت اسپینی غیرتعادلی است، اولین بار در فلزات توسط جانسون[1] و سیلسبی[2] مشاهده شد[۲۲]. در حالت پایای زمانی، مغناطش غیرتعادلی δM، در اثر برابر شدن آهنگ اسپین‌های قطبیده افزوده شده به سیستم توسط جریان مغناطش، با آهنگ از بین رفتن اسپین حاملها توسط مکانیسم‌های واهلش، ایجاد می‌شود.

سیلسبی در سال ۱۹۸۰ دریافت که یک قطبش غیرتعادلی، مغناطش غیر تعادلی، در یک ناحیه غیرمغناطیسی مانند یک چشمه نیروی الکتروموتوری (emf) وابسته به اسپین عمل می‌کند و ولتاژی وابسته به اسپین[3] تولید می‌کند[۲۳]. اندازه ولتاژ تولید شده متناسب است با مغناطش غیرتعادلی ایجاد شده در این ناحیه یعنی؛ $V_s \propto \delta M$. برهمین اساس سیلسبی روشی برای آشکارسازی قطبش ابداع نمود. در این روش دو ناحیه فرومغناطیس $F1$ و $F2$ توسط یک ناحیه غیرمغناطیسی N از یکدیگر جدا شده و به صورت سری در مداری الکتریکی قرار داده شدند. در این مجموعه $F1$ به عنوان تزریق کننده اسپین و $F2$ به عنوان آشکار ساز به کار رفته که این روش را می‌توان روش قطبنده-آنالیزور[4] نامید. می‌توان نشان داد که اگر مغناطش یکی از دو ناحیه فرومغناطیس وارون گردد، این کار به تغییر علامت ولتاژ V_s (در حد امپدانس بالا) و یا به تغییر علامت جریان (در حد امپدانس پایین) خواهد انجامید [۲۲،۲۳]. به این ترتیب تزریق اسپینی بوسیله سیگنال مربوط به انباشت اسپینی، که به فرم تغییرات ولتاژ یا مقاومت بروز می‌کند، آشکار خواهد گردید. این تغییرات زمانی روی می دهند که مغناطش دو ناحیه فرومغناطیس از حالت موازی به حالت پاد موازی تغییر یابند.

روش ترابردی تولید قطبش غیرتعادلی منحصر به تزریق اسپین توسط یک ماده مغناطیسی نیست. در این چارچوب روشهای ترابردی دیگری نیز وجود دارند که از آن جمله می‌توان به پراکندگی الکترونهای غیرقطبیده در حضور جفت‌شدگی اسپین-مدار، یا وجود موادی که به علت نداشتن تقارن

---

[1] Johnson
[2] Silsbee
[3] Spin Coupled Voltage
[4] Polarizer-analyzer

وارونی (مرکز تقارن) دارای شکافتگی خودبخودی اسپینی هستند، اشاره نمود. حتی ساختارهای غیر مغناطیسی که خود مولد قطبش نیستند، می‌توانند منجر به تمرکز قطبش اسپینی موضعی گردند.

پرشین[1] و پریومان[2] دریافتند که به هنگام عبور یک پالس قطبش اسپینی از یک سیستم دو لایه‌ای نیمه رسانا با درصد ناخالصی[3] متفاوت، قطبش اسپینی در گذر از لایه متعلق به ناخالصی پایین به لایه‌ای که درصد ناخالصی بالایی دارد، به طور موضعی متمرکز خواهد شد [۲۴]. با اینکه در طول مسیر پیموده شده توسط قطبش تعدادی از اسپین‌های اکثریت به علت فرایند وارون‌گشت اسپینی تغییر حالت داده و باعث کاهش قطبش خواهند شد، با این حال به علت کاهش سرعت الکترونها در ناحیه که ناخالصی بالاتری دارد، تفاضل تعداد اسپین‌های اکثریت نسبت به اسپین های اقلیت، به طور موضعی بالاتر رفته، که این امر خود به افزایش مقدار و جمع شدگی پهنای پالس قطبش اسپینی می‌انجامد.

مدل به کار گرفته شده در محاسبات پرشین و پریومان عبارت است از مدل دو مولفه‌ای سوق-پخش[4] با احتساب اثر انباشت بار در مرز دو ناحیه که در نتیجه توزیع دوباره بار الکتریکی در این ناحیه منظور گردیده است. اثر دوم، مشابه ایجاد لایه تهی در پیوندگاه $p-n$ است، که بر حسب تابعیت مکانی میدان الکتریکی درون نمونه بیان می‌گردد. معادلات سوق عبارتند از[۲۴]:

$$e\frac{\partial n_{\uparrow(\downarrow)}}{\partial t}=\nabla.j_{\uparrow(\downarrow)}+\frac{e}{2\tau_{sf}}\left(n_{\downarrow(\uparrow)}-n_{\uparrow(\downarrow)}\right)+S_{\uparrow(\downarrow)}(\vec{r},t), \tag{۵-۱}$$

$$j_{\uparrow(\downarrow)}=\sigma_{\uparrow(\downarrow)}E+eD\nabla n_{\uparrow(\downarrow)}, \tag{۶-۱}$$

به طوری که

$$\sigma_{\uparrow(\downarrow)}=en_{\uparrow(\downarrow)}\mu, \tag{۷-۱}$$

[1]Pershin
[2]Privman
[3]Dope
[4]Drift-Diffusion

که در این معادلات e بار الکترون، $n_{\uparrow(\downarrow)}$ چگالی اسپین‌های بالا(پایین)، $\vec{j}_{\uparrow(\downarrow)}$ مولفه‌های اسپینی جریان الکتریکی، τ_{sf} زمان واهلش اسپینی و $S_{\uparrow(\downarrow)}(\vec{r},t)$ بیانگر تابع چشمه قطبش اسپینی است. $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ رسانایی اسپینی و تحرک‌پذیری μ، که به وسیله رابطه $\mu = De/k_BT$، به ضریب پخش[1] سیستم ارتباط پیدا می‌کند و با رابطه $v_{drift} = \mu E$ تعریف می‌شود.

معادله (۱-۵) در واقع معادله پیوستگی است با این تفاوت که سهم زمان واهلش اسپینی (به عنوان چاهک) و چشمه اسپینی لحاظ شده‌اند. معادله (۱-۶) عبارتی برای جریان با سهم‌های سوق و پخش است و از آنجایی که سیستم غیرمغناطیسی است، ضریب پخش D و زمان واهلش اسپین، τ_{sf}، برای هر دو مولفه اسپین بالا و پایین برابر فرض شده است.

برای جداسازی معادله‌های جریان و اسپین، چگالی بار و چگالی اسپین به ترتیب به صورت $n = n_\uparrow + n_\downarrow$ و $p = n_\uparrow - n_\downarrow$ تعریف می‌شوند.

$$j_0 = en\mu E + eD\nabla n, \qquad (۱-۸)$$

$$\nabla .E = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}\left(N_i - n\right) \qquad (۱-۹)$$

که در آن j_0 جریان الکتریکی عبوری از سیستم، ε_0 گذردهی خلا و ε ثابت دی الکتریک سیستم هستند. چگالی یونهای مثبت در دمای اتاق برابر چگالی ناخالصی دهنده[2] فرض شده است. این بدان معنی است که در این دما تمام این ناخالص‌های دهنده یونیزه شده‌اند. بنابراین اگر چگالی ناخالصی‌های دهنده در سمت راست و چپ سیستم به ترتیب $N1$ و $N2$ باشند، برای $x<0$ داریم $N_i = N_1$ و برای ناحیه‌های $x>0$، $N_i = N_2$ است. معادله (۱-۸) از معادله‌های (۱-۵)، (۱-۶) و (۱-۷) و با نادیده گرفتن عبارت چشمه اسپینی به دست آمده است، زیرا می‌توان فرض کرد که تزریق اسپینی بر مقدار عددی میدان الکتریکی موثر نیست و اثر ناچیزی بر آن دارد. معادله‌های (۱-۸) و (۱-۹) به معادله‌ای برای میدان الکتریکی به شکل زیر خواهد انجامید.

[1]Diffusion Coefficient

[2]Donor

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}+\frac{e}{kT}E\frac{\partial E}{\partial x}-\frac{e^2 N_i}{kT\varepsilon\varepsilon_0}E=-\frac{j_0}{\varepsilon\varepsilon_0 D}+\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}\delta N_i \qquad (۱۰-۱)$$

که با حل معادله بالا می توان به توزیع مکانی میدان الکتریکی در درون سیستم بر حسب جریان j_0، دست یافت. جریان به عنوان یک پارامتر کنترل کننده بیرونی، مناسب‌تر از پارامترهای دیگری مانند ولتاژ است، زیرا در تمام طول نمونه ثابت است. بر خلاف کمیت ولتاژ که ممکن است در قسمت‌های مختلف مدار افت‌هایی داشته باشد که مستلزم دانستن جزئیات بیشتری از سیستم و مدار شامل آن است. از جمله این گونه تغییرات می‌توان به افت ولتاژ سدهای شاتکی[۱] در بین فلز و نیمه رسانا اشاره نمود.

از مجموعه معادلات (۱-۵) تا (۱-۷) می‌توان معادله وابسته به زمان چگالی قطبش اسپینی را به دست آورد که عبارت است از:

$$\frac{\partial P}{\partial t}=D\nabla^2 P+D\frac{eE}{kT}.\nabla P+D\frac{e\nabla.E}{kT}P-\frac{P}{\tau_{sf}}+F\left(\vec{r},t\right). \qquad (۱۱-۱)$$

که تابع F در رابطه بالا عبارت است از چگالی قطبش ایجاد شده به وسیله عامل بیرونی که با رابطه $F\left(\vec{r},t\right)=\frac{\left[S_\uparrow\left(\vec{r},t\right)-S_\downarrow\left(\vec{r},t\right)\right]}{e}$ داده می‌شود. همانگونه که در معادله (۱-۱۱) دیده می‌شود، چگالی قطبش اسپینی به وسیله میدان الکتریکی با چگالی بار جفت شده است.

پس از حل معادله (۱-۱۰) می‌توان معادله (۱-۱۱) را نیز حل نمود، تحول زمانی قطبش اسپینی را به دست آورد و بنابراین چگالی اسپینی را قبل و بعد از عبور پالس چگالی اسپینی اولیه (که با تابع F به مسئله وارد می‌شود)، مقایسه کرد.

---

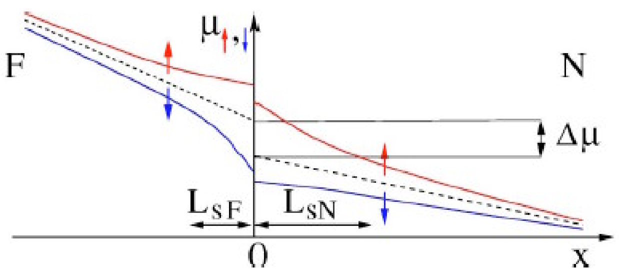
[1]Schottky Barriers

۱-۳-۲ تئوری تزریق اسپین

بررسی‌ها بر روی تزریق اسپین، محدودهٔ گسترده‌ای از مواد نیمرسانا تا ابررسانا با دماهای بالا را شامل می‌شود که برای عملکرد قطعات و همچنین برای مطالعات بنیادی در سیستم‌های حالت جامد بکار برده می‌شوند. نکته‌ای که در اینجا بدان اشاره می‌کنیم اهمیت تاکیدی قطبش‌های مختلف (قطبش اسپینی، قطبش چگالی، قطبش رسانندگی و ...)که ناشی از تزریق اسپین است.

تئوری تزریق اسپینی از میان فصل مشترک یک فلز معمولی/ فرومغناطیس نخستین بار توسط آرانوف پیشنهاد شد. تزریق اسپین در ساختارهای فلز معمولی/ فرومغناطیس متعاقبا به تفصیل توسط دیگران انجام شد[۲۰،۲۱،۲۵].

در اینجا ما رهیافت راشبا را دنبال می‌کنیم و حالت پایای جریان الکترونها را در طول جهت x در یک هندسه سه بعدی شامل یک فرومغناطیس فلزی (ناحیه $x<0$) و یک فلز پارامغناطیس یا نیمرسانای تبهگن (ناحیه $x>0$) در نظر می‌گیریم[۲۶،۲۷].



شکل۱-۵: تغییرات پتانسیل شیمیایی در اتصال F/N که L_{SF} و L_{SN} طول پخش اسپین در ناحیه فرومغناطیس و فلز پارامغناطیس است[۴].

دو ناحیه F و N و یک اتصال در $x=0$ ،در شکل (۱-۵) نشان داده شده است. مقاومت الکتریکی ناحیه اتصال r_c و دو مقاومت مشخص ناحیه غیرمغناطیسی، r_N، و ناحیه مغناطیسی، r_F، هر یک توسط نسبت طول پخش اسپین و رسانندگی حجمی موثر در ناحیه مربوطه بدست می‌آید. بزرگی نسبی این سه مقاومت الکتریکی در واحد سطح، درجه قطبش اسپینی تزریق شده در یک فلز غیر

مغناطیسی را تعیین می‌کند. دو مورد معین متناظر با حد گذار، که $r_c \to 0$ و حد بازتاب r_F، $r_c \gg r_N$ وجود دارد.

چگالی جریان اسپینی مشخص شده در رژیم پخش می‌تواند به شکل زیر تعریف گردد:

$$j_\lambda = \sigma_\lambda \nabla \mu_\lambda, \tag{۱-۱۲}$$

که σ_λ رسانندگی بوده و پتانسیل شیمیایی

$$\mu_\lambda = \left(\frac{qD_\lambda}{\sigma_\lambda}\right)\delta n_\lambda - \phi, \tag{۱-۱۳}$$

است. q بار پروتون، D_λ ضریب پخش، $\delta n_\lambda = n_\lambda - n_{\lambda 0}$ تغییرات چگالی بار الکترون از مقدار تعادلی برای اسپین λ و ϕ پتانسیل الکترون است.

در حالت پایا معادله پیوستگی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\nabla j_\lambda = \lambda q\left[\frac{\delta n_\lambda}{\tau_{\lambda-\lambda}} - \frac{\delta n_{-\lambda}}{\tau_{-\lambda\lambda}}\right], \tag{۱-۱۴}$$

که $\tau_{\lambda\lambda'}$ زمان میانگین برای وارون گشت یک حالت اسپینی λ به حالت λ' است. برای یک رسانای تبهگن رابطه انیشتین به صورت

$$\sigma_\lambda = q^2 N_\lambda D_\lambda, \tag{۱-۱۵}$$

که $\sigma = \sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow$ و $N = N_\uparrow + N_\downarrow$ چگالی حالت است. با استفاده از یک تعادل تفصیلی $\frac{N_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{N_\downarrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$ [۳۶] با معادلات (۱-۱۳) و (۱-۱۵) معادله پیوستگی می‌تواند به صورت زیر تعریف شود:

$$\nabla j_\lambda = \lambda q^2 \frac{N_\uparrow N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \frac{\mu_\lambda - \mu_{-\lambda}}{\tau_s}, \tag{۱-۱۶}$$

که $\tau_s = \frac{\tau_{\uparrow\downarrow}\tau_{\downarrow\uparrow}}{\left(\tau_{\uparrow\downarrow} + \tau_{\downarrow\uparrow}\right)}$ زمان واهلش اسپین است. معادله (۱-۱۶) دلالت بر پایستگی جریان بار دارد $j = j_\uparrow + j_\downarrow = const$، در حالی که اختلاف جریان‌های اسپین قطبیده $j_s = j_\uparrow - j_\downarrow$ وابسته به مکان است. "کمیت‌های اسپینی " دیگر X_s، بجز اینکه صریحاً تعریف شده باشند به طور مشابه با قطبش

اسپینی متناظر تعریف می‌شوند $P_X = \frac{X_S}{X}$. برای مثال قطبش جریان توسط $P_j = \frac{j_S}{j}$ داده می‌شود که در حالت کلی متفاوت از قطبش چگالی $P_n = \frac{(n_\uparrow - n_\downarrow)}{n}$ است و با قطبش رسانندگی P_σ به صورت رابطه

$$P_j = 2\left(\frac{\sigma_\uparrow \sigma_\downarrow}{\sigma}\right)\frac{\nabla \mu_s}{j} + P_\sigma, \tag{۱۷-۱}$$

مرتبط است. در رابطه فوق $\mu_s = \mu_\uparrow - \mu_\downarrow$ است. بر حسب پتانسیل الکتروشیمیایی میانگین $\mu = \frac{(\mu_\uparrow + \mu_\downarrow)}{2}$، P_σ معادله زیر را برآورده می‌کند

$$\nabla \mu = -\frac{P_\sigma \nabla \mu_s}{2} + \frac{j}{\sigma}. \tag{۱۸-۱}$$

از معادله (۱-۱۳) و (۱- ۱۶)، نتیجه می‌گیریم که μ_s معادله پخش را برآورده می‌کند[۲۵،۲۸]

$$\nabla^2 \mu_s = \frac{\mu_s}{L_s^2}, \tag{۱۹-۱}$$

که $L_s = (\bar{D}\tau_s)^{1/2}$ طول پخش اسپینی با ضریب پخش میانگین اسپینی $\bar{D} = \frac{(\sigma_\downarrow D_\uparrow + \sigma_\uparrow D_\downarrow)}{\sigma} = N\left(\frac{N_\downarrow}{D_\uparrow} + \frac{N_\uparrow}{D_\downarrow}\right)^{-1}$ است. با استفاده از معادله (۱-۱۳)و بار موضعی شبه‌خنثی $\delta n_\uparrow + \delta n_\downarrow = 0$ بدست می‌آید که μ_s با چگالی اسپین غیرتعادلی $\delta s = \delta n_\uparrow - \delta n_\downarrow$ ($s = s_0 + \delta s = n_\uparrow - n_\downarrow$) متناسب است:

$$\mu_s = \frac{1}{2q}\frac{N_\uparrow + N_\downarrow}{N_\uparrow N_\downarrow}\delta s. \tag{۲۰-۱}$$

به طور متناظر μ_s انباشت اسپینی غیرتعادلی را نشان می‌دهد تا اثر مقاومت مغناطیسی بزرگ در ساختارهای CPP را توضیح دهد[۲۲،۲۸]. همچنین، از معادله (۱-۱۹) برای مطالعه ترابرد اسپین قطبیده و انباشت اسپینی در ساختارهای فرومغناطیس/ ابررسانا استفاده می‌شود[۲۹].

در غیاب پراکندگی‌های وارون‌گشت اسپینی در فصل مشترک F/N، جریان اسپینی پیوسته است (که این پراکندگی‌ها می‌تواند بواسطه جفت شدگی اسپین مدار و یا ناخالصی‌های مغناطیسی باشد) و

بنابراین $P_{jF}\left(0^{-}\right)=P_{jN}\left(0^{+}\right)\equiv P_j$ (برای اختصار $x=0^{\pm}$). این شرایط مرزی توسط آرنوف نیز استفاده شد[۲۰،۲۱].

بجز موردی که اتصال F/N نسبت به رسانش شفافیت بیشتری دارد، در این صورت ناپیوستگی از میان فصل مشترک μ_λ است[۲۲،۲۵،۲۸]، و شرط مرزی به صورت زیر است

$$j_\lambda\left(0\right)=\sum\nolimits_{\lambda}\left[\mu_{\lambda N}\left(0\right)-\mu_{\lambda F}\left(0\right)\right], \tag{۲۱-۱}$$

که

$$\sum\ =\sum\nolimits_{\uparrow}\ +\sum\nolimits_{\downarrow}\ , \tag{۲۲-۱}$$

رسانندگی اتصال است. محاسبه مقاومت الکتریکی اتصال با تاثیر بی‌نظمی، زبری سطح و مکانیسم‌های مختلف پراکندگی مختلف، پیچیده‌تر می‌شود[۳۰]. از معادله (۱-۲۱) و (۱-۲۲) خواهیم داشت

$$\mu_{sN}\left(0\right)-\mu_{sF}\left(0\right)=2r_c\left(P_j-P_{\Sigma}\ \right)j, \tag{۲۳-۱}$$

$$\mu_{N}\left(0\right)-\mu_{F}\left(0\right)=r_c\left(1-P_{\Sigma}\ P_j\right)j, \tag{۲۴-۱}$$

که مقاومت الکتریکی موثر است:

$$r_c=\frac{\Sigma}{4\Sigma\uparrow\Sigma\downarrow}. \tag{۲۵-۱}$$

کاهش μ_s در فواصل دور از فصل مشترک توسط طول پخش اسپینی متناظر مشخص می‌شود

$$\mu_{sF}=\mu_{sF}\left(0\right)e^{x/L_{sF}}\ \text{،}\ \mu_{sN}=\mu_{sN}\left(0\right)e^{-x/L_{sF}} \tag{۲۶-۱}$$

مقدار غیر صفر برای $\mu_{sN}\left(0\right)$ بر وجود مغناطش غیرتعادلی δM در ناحیه N دلالت دارد (برای الکترون‌های غیر برهمکنشی $q\mu_s=\frac{\mu_B\delta M}{\chi}$، که χ ضریب خودگیری مغناطیسی است). وجود δM به صورت نتیجه‌ای از تزریق اسپینی توسط آرنوف و پیکاس (۱۹۷۶) پیشنهاد شد و اولین بار توسط جانسون و سیلسبی (۱۹۸۵) اندازه‌گیری شد.

با بکاربردن معادله (۱-۱۷) به طور مجزا در نواحی F و N، می‌توان دامنه انباشت اسپینی بر حسب جریان، قطبش اسپینی چگالی حالتها و مقاومت الکتریکی موثر r_F و r_N را بدست آورد:

$$\mu_{sF}\left(0\right)=2r_F\left[P_j-P_{\sigma F}\right]j \quad \text{،} \mu_{sN}\left(0\right)=2r_N P_j j, \tag{۱-۲۷}$$

از معادلات (۱-۲۳)و (۱-۲۷) قطبش جریان می‌تواند بدست آید

$$P_j=\frac{\left[r_c P_\Sigma + r_F P_{\sigma F}\right]}{r_{FN}}, \tag{۱-۲۸}$$

که $r_{FN}=r_F+r_c+r_N$ مقاومت تعادلی موثر اتصال F/N است.

فرایند تزریق اسپینی افت پتانسیل سطح مشترک F/N را تغییر می‌دهد. چون اختلاف پتانسیل شیمیایی وابسته به هر طرف فصل مشترک، مقاومت الکتریکی موثر δR را تولید می‌کند. با انتگرال‌گیری از معادله (۱-۲۸) برای ناحیه N و F به طور مجزا، مقاومت اتصال بدست می‌آید $R_j=\mu_N\left(0\right)-\mu_F\left(0\right)+\frac{P_{\sigma F}\mu_F\left(0\right)}{2}$. با استفاده از معادلات (۱-۲۲)، (۱-۲۶) و (۱-۲۷) مقاومت الکتریکی را به صورت $R=R_0+\delta R$ تعریف می‌کنیم که $R_0=\frac{1}{\Sigma}$ مقاومت تعادلی در غیاب تزریق اسپینی است ($R_0=r_c$ اگر $\Sigma_\uparrow=\Sigma_\downarrow$) و

$$\delta R=\frac{\left[r_N\left(r_F P_{\sigma F}^2+r_c P_\Sigma^2\right)+r_F r_c\left(P_{\sigma F}-P_\Sigma\right)^2\right]}{r_{FN}}, \tag{۱-۲۹}$$

که δR مقاومت الکتریکی غیرتعادلی است. مفهوم مقاومت الکتریکی اضافی از طریق نتیجه‌ای از جفت‌شدگی اسپین-بار جانسون و سیلسبی (۱۹۸۰) نیز می‌تواند توضیح داده شود.

با استفاده از فرمول (۱- ۲۹)می‌توان نشان داد که افت ولتاژ کل در اتصال F/N با قطبش جریان و انباشت اسپینی متناسب است. تولید اسپین غیرتعادلی در ناحیه N به افت ولتاژ در ساختار F/N منجر می شود که می‌تواند در آشکارسازی تزریق اسپین الکتریکی استفاده شود. چنین رفتاری را برای وضعیتی که ترابرد الکترون در فرومغناطیس شامل دیواره حوزه داریم نیز خواهیم داشت. در فصل‌های آینده با استفاده از معادلات پخش (۱-۱۹)، انباشت اسپینی را محاسبه و به بررسی مقاومت و افت

ولتاژ بواسطه اثر انباشت اسپینی در دیواره حوزه می‌پردازیم (معادلات۱-۱۲ الی ۱-۲۹ برگرفته از مقاله راشبا[۲۶،۲۷] است).

۱-۴ مکانیسم‌های واهلش اسپینی و نافازی اسپین

واهلش و نافازی اسپین[1] فرایندهایی هستند که یک جمعیت اسپینی غیرتعادلی را به سوی تعادل سوق می دهند. این گونه فرایندها از این روی اهمیت ویژه‌ای در مباحث اسپینترونیک دارند. این حقیقت که اسپین غیرتعادلی ایجاد شده در نیمرساناها و فلزها در زمان نسبتا زیادی (در حدود چند نانو ثانیه) پایدار باقی می‌ماند، امکان کدگذاری اسپینی داده‌ها و انتقال اطلاعات را در بازهٔ ماکروسکوپیک فراهم می‌آورد. همین عوامل، اسپینترونیک را به عنوان گزینه‌ای مناسب برای فناوری تبدیل نموده‌اند. در این بخش پس از معرفی زمان واهلش اسپین، T_1، و زمان نافازی اسپینی، T_2، (که عموما به ازای هردوی آنها τ_s نیز به کار می‌رود) به دو مکانیسم مهم از چهار مکانیسم عمده در واهلش و به تعادل رسیدن اسپینی سیستم‌های غیر مغناطیسی خواهیم پرداخت. این چهار مکانیسم عبارتند از: برهمکنش‌های الیوت-یافت[2]، دیاکونوف-پرل[3]، بیر-آرونوف-پیکاس[4] و برهمکنش فوق ریز[5].

زمان واهلش T_1 برابر است با زمانی که مغناطش طولی (موازی با میدان مغناطیسی کل موضعی)، به مقدار تعادلی خود می‌رسد. به طور معادل می‌توان گفت که این زمان برابر با مدت زمان لازم برای ایجاد تعادل گرمایی بین جمعیت اسپینی و شبکه بلوری است. در طول این زمان انرژی از سیستم اسپینی به شبکه (که به طور معمول توسط فونون‌ها صورت می‌پذیرد.) انتقال می‌یابد.

---

[1]Spin Dephasing
[2]Elliott-Yafet
[3]D’yakonov-perel’
[4]Bir-Aronov-Pikus
[5]Hyperfine Interaction

T_2 به لحاظ کلاسیکی عبارت است از زمان لازم برای اینکه اسپین الکترونهای گذرنده از سیستم، فاز حرکت تقدیمی خود را، حول میدان مغناطیسی موثر، از دست دهند. این الکترونها که در حالت اولیه در فاز معینی به دور میدان موثر طولی حرکت تقدیمی دارند، در اثر نوسانات مکانی و دمایی فرکانسهای حرکت تقدیمی، فاز اسپینی خود را از دست می‌دهند. برای هنگردی از الکترونهای در حال حرکت T_1 و T_2 با میانگین‌گیری توزیع دمایی تکانه الکترون به دست می‌آیند. بنابراین در حالت کلی می‌توان گفت که T_1 زمان واهلش مولفه موازی نسبت به میدان مغناطیسی موثر موضعی، و T_2 زمان واهلش مولفهٔ عمودی اسپین نسبت به همین راستا است.

الکترون در حالتهای مختلف تکانه نه تنها دارای مشخصه‌های وارون‌گشت اسپینی متفاوت است، بلکه هر حالتی با ضریب g متمایز خود متناظر است. این حالت مشابه نوسانهای فرکانس حرکت تقدیمی اسپین‌های جایگزیدهٔ اتمی، در اثر یک میدان ناهمگن و استاتیک مغناطیسی است. اما به علت اینکه پراکندگی تکانه سریع‌تر از پراکندگی‌های وارون‌گشت اسپینی رخ می‌دهد، پدیدهٔ باریک‌شدگی حرکتی[1] مانع پهن‌شدگی فاز ناشی از ضریب g خواهد شد[۳۱] و بنابراین نیازی به در نظر گرفتن سهم تغییرات ضریب g در T_2 وجود ندارد.

پدیدهٔ باریک‌شدگی حرکتی یا باریک‌شدگی دینامیکی عبارت است از اثر نوسانات کاتوره‌ای در جلوگیری از تغییرات فاز حرکت اسپینی. در این حالت برای یک اسپین معین، تغییر فاز چرخش حرکت تقدیمی به اندازهٔ $\pm\Delta\phi$ به دلیل کاتوره‌ای بودن تغییرات ضریب g با احتمال یکسانی روی خواهند داد، و بنابراین متوسط فاز اسپینی تغییر نخواهد کرد. سریع‌تر بودن آهنگ پراکندگی‌های تکانه‌ای نسبت به پراکندگی‌های اسپینی تامین کنندهٔ این شرط خواهند بود که، در یک تناوب کامل دوران تقدیمی اسپین الکترون، در اثر پراکندگی‌های تکانه‌ای خود δgهای متفاوتی در حد اشاره شده را (به لحاظ آماری) دارا باشد.

[1]Motional Narrowing

در عمل سهم باریک‌شدگی حرکتی نوسانات ضریب g (δg) در $\frac{1}{T_2}$ از مرتبه $\Delta\omega^2\tau_p$ خواهد بود، که در آن، $\Delta\omega$، پهن‌شدگی فرکانس تقدیمی وابسته به میدان B_0 است که با رابطهٔ $\Delta\omega = \left(\frac{\delta g}{g}\right)\gamma B_0$ داده می‌شود و τ_p برابر با زمان لازم برای پراکندگی تکانه است. باریک شدگی حرکتی همچنین باعث جلوگیری از نافازی اسپینی در اثر میدان غیر همگن مغناطیسی می‌گردد.

در بلورهای همسانگرد و مکعبی در صورتی که $\gamma B_0 \ll \frac{1}{\tau_c}$ باشد، خواهیم داشت، $T_1 = T_2$، که در آن τ_c زمان برهمکنش یا همبستگی[1]، است. به این معنی که $\frac{1}{\tau_c}$ آهنگ تغییر موثر میدان مغناطیسی ایجاد کنندهٔ نافازی، یعنی زمان میانگین حرکت تقدیمی اسپین در یک جهت معین است و برای سیستم‌های ناهمسانگرد، رابطه تساوی $T_1 = T_2$، برقرار نخواهد بود[۴].

۱-۴-۱ مکانیسم الیوت-یافت

برای نخستین بار الیوت[۳۲] دریافت که اگر یونهای بلور قادر به ایجاد برهمکنش اسپین-مدار[2] با الکترون باشند، اسپین الکترونهای رسانش می‌تواند از طریق پراکندگی معمولی تکانه‌ای، واهلش یابد. این برهمکنش در درون بلور به شکل زیر داده می‌شود

$$V_{so} = \frac{\hbar}{4m^2c^2}\vec{\nabla}V_{sc} \times \vec{P}.\hat{\sigma}, \qquad (۳۰-۱)$$

که در آن V_{sc} پتانسیل اسکالر (مستقل از اسپین) پریودیک شبکه، m جرم الکترون آزاد، $\vec{P}$ تکانه الکترون و σ ماتریس پائولی است. با حضور این عبارت تابع موج تک الکترون بلوخ در درون بلور جامد، ویژه حالت عملگر σ_z نخواهد بود، بلکه ترکیبی از حالتهای اسپین بالا $|\uparrow\rangle$ و اسپین پایین $|\downarrow\rangle$ است. در حالتی که سیستم دارای مرکز تقارن است، اسپینورهای الکترونی $\uparrow$ و $\downarrow$ برای حالت تکانه $\vec{k}$ و نوار انرژی n به صورت زیر خواهند بود[۳۲]:

---
[1] Correlation or Interaction Time
[2] Spin-Orbit

$$\psi_{\vec{k}n\uparrow}(\vec{r}) = \left[a_{\vec{k}n}(\vec{r})\left|\uparrow\right\rangle + b_{\vec{k}n}(\vec{r})\left|\downarrow\right\rangle \right] e^{i\vec{k}.\vec{r}}, \tag{۳۱-۱}$$

$$\psi_{\vec{k}n\downarrow}(\vec{r}) = \left[a^{*}_{-\vec{k}n}(\vec{r})\left|\downarrow\right\rangle + b^{*}_{-\vec{k}n}(\vec{r})\left|\uparrow\right\rangle \right] e^{i\vec{k}.\vec{r}}, \tag{۳۲-۱}$$

این دو حالت بلوخ تبهگن بوده و با عملگرهای وارونی زمان[1] و وارونگی[2] به یکدیگر تبدیل می‌گردند. به دلیل اینکه عموماً، $|a| \approx 1$ و $|b| \ll 1$ است، بنابراین نامیدن $\psi_{\vec{k}n\uparrow}$ و $\psi_{\vec{k}n\downarrow}$ به عنوان حالت‌های بالا و پایین موجه به نظر می‌رسد.

وجود برهمکنش V_{so} باعث جفت شدگی حالتهای اسپینی پادموازی دارای $\vec{k}$ یکسان و نوارهای الکترونی با n متفاوت (به دلیل اینکه V_{so} دارای تقارن شبکه بوده و $\vec{k}$ عدد کوانتومی خوبی برای این برهمکنش محسوب می شود) می‌گردد. از آنجا که مرتبه برهمکنش اسپین-مدار کوچکتر از فاصله دو باند (نوار) الکترونی است، طبق نظریه اختلال می‌توان دریافت که

$$|b| \approx \frac{\lambda_{so}}{\Delta E} \ll 1, \tag{۳۳-۱}$$

خواهد بود که در آن ΔE فاصله نواری که حالت $\vec{k}$ در آن قرار دارد، با نزدیکترین نوار مجاور آن و λ_{so} دامنه المان ماتریسی V_{so} بین دو حالت است.

توجه به این نکته ضروری است که برهمکنش اسپین-مدار در سیستم‌های با مغناطش هم راستا، به خودی خود منجر به واهلش حالت کوانتومی نخواهد شد. با این حال، در صورت وجود مکانیسم هم زمانی که مستلزم پراکندگی تکانه و جفت شدگی حالتهای $\psi_{\vec{k}n\uparrow}$ و $\psi_{\vec{k}n\downarrow}$ است، برهمکنش اسپین-مدار واهلش اسپینی را نیز در پی خواهد داشت.

پراکندگی تکانه عموماً با ناخالصی‌ها (در دمای پایین) و فونون‌ها (در دمای بالا) داده می شود. علاوه بر این مکانیسم دیگری نیز وجود دارد که منجر به وارون‌گشت اسپینی در اثر فونون‌ها می‌گردد. به این معنی که عبارت اسپین-مدار ناشی از یون‌های شبکه به وسیله فونون‌ها اصلاح شده و می تواند مستقیماً باعث جفت‌شدگی حالت های اسپینی پادموازی با یکدیگر گردد. چنین فرایندی نخستین بار

---

[1]Time Reversal

[2]Inversion

در مورد نوار انرژی توسط یافت در نظر گرفته شد [۳۳] و با ترکیب این دو پدیده مدلی از واهلش اسپینی ناشی از فونون‌ها ارائه داد.

۱-۴-۲ مکانیسم دیاکونوف-پرل

مکانیسم موثر دیگر برای واهلش اسپینی، در اثر جفت شدگی اسپین-مدار در سیستم‌های فاقد مرکز تقارن توسط دیاکونوف-پرل معرفی گردید[۳۴]. برای سیستم‌هایی که فاقد مرکز تقارن وارونی مکانی هستند، حالتهای اسپینی با جهت‌گیری پاد موازی و $\vec{k}$ یکسان تبهگن نخواهند بود یعنی $E_{\vec{k}\uparrow} \neq E_{\vec{k}\downarrow}$، هر چند که طبق قضیه کرامرز هنوز هم می‌توان نوشت $E_{\vec{k}\uparrow} = E_{-\vec{k}\downarrow}$.

آنچه که تبهگنی حالتهای اسپینی بالا و پایین را ایجاد می‌کند را می‌توان به شرح زیر توضیح داد؛ اگر سیستمی دارای تقارن وارونی زمان، T، باشد، بدین معنی که هامیلتونی سیستم تحت اثر این عملگر ناوردا باشد، در این حالت طبق قضیه کرامرز حالت $\left|\vec{k},\uparrow\right\rangle$ و تبدیل یافتهٔ این حالت، $\left|-\vec{k},\downarrow\right\rangle$ دارای انرژی مشابه هستند، از آنجایی که می‌توان نوشت:

$$T: \left|\vec{k},\uparrow\right\rangle \rightarrow \left|-\vec{k},\downarrow\right\rangle, \quad (۱-۳۴)$$

$$T:\ E_{\vec{k}\uparrow} \rightarrow E_{-\vec{k}\downarrow}. \quad (۱-۳۵)$$

بنا به ناوردایی سیستم تحت این عملگر خواهیم داشت:

$$E_{-\vec{k}\downarrow} = E_{\vec{k}\uparrow} \quad (۱-۳۶)$$

در همین حال اگر سیستم دارای تقارن وارونی مکانی، I، نیز باشد خواهیم داشت:

$$I: \left|-\vec{k},\downarrow\right\rangle \rightarrow \left|\vec{k},\downarrow\right\rangle, \quad (۱-۳۷)$$

$$I:\ E_{-\vec{k}\downarrow} \rightarrow E_{\vec{k}\downarrow} = E_{-\vec{k}\downarrow}. \quad (۱-۳۸)$$

و به طور مشابه می‌توان نتیجه گرفت:

$$E_{\vec{k}\downarrow} = E_{-\vec{k}\downarrow}. \quad (۱-۳۹)$$

رابطه‌های (۱-۳۶) و (۱-۳۹) مستلزم تبهگنی نسبت به اندیس اسپینی حالتها به شکل زیر است،

$$E_{\vec{k}\uparrow} = E_{\vec{k}\downarrow}. \qquad (۴۰-۱)$$

در صورتی که سیستم دارای تقارن وارونگی نباشد، در این صورت رابطه‌های (۱-۳۸)و (۱-۳۹) برقرار نخواهند بود و شکافتگی اسپینی[۱] حتی در نبود هرگونه میدان مغناطیسی وجود خواهد داشت.

نمونۀ برجستۀ مواد فاقد مرکز تقارن مکانی عبارتند از ترکیبات نیمه رساناهای گروههای III-V (مانند GaAs) و II-VI (مانند ZnSe)، که در آنها وجود دو نوع اتم متمایز در شبکۀ براوه به شکسته شدن تقارن وارونی مکانی می‌انجامد. در ساختارهای چندگانه[۲] این تقارن به دلیل وجود پتانسیل نامتقارن مقید کننده، شکسته می‌شود.

شکافتگی اسپینی ایجاد شده به وسیله نبود مرکز تقارن را می‌توان به یک میدان ذاتی درونی وابسته به $\vec{k}$، مانند $B_i\left(\vec{k}\right)$، نسبت داد. این میدان به فرکانس لارموری به شکل $\Omega\left(\vec{k}\right)=\left(e/m\right)B_i\left(\vec{k}\right)$ وابسته خواهد بود. اثر میدان ذاتی اشاره شده از جفت شدگی اسپین-مدار در نوار انرژی پدیدار می‌گردد. هامیلتونی معادلی که توصیف کننده حرکت تقدیمی الکترون در نوار رسانش است، عبارت است از:

$$H\left(\vec{k}\right)=\frac{1}{2}\hbar\hat{\sigma}.\Omega\left(\vec{k}\right). \qquad (۴۱-۱)$$

بایستی توجه داشت که فرکانس لارمور معرفی شده کاملاً مشابه فرکانس لارمور معمولی نیست، بدین معنی که یک میدان مغناطیسی معمولی توانایی ایجاد یک قطبش ماکروسکوپیک را دارد در حالی که در معادلۀ (۱-۴۱)، به علت وابستگی میدان مغناطیسی موثر به اندیس حالت، و برابری انرژی حالتهایی با اسپین پاد موازی و قرینه، (بر اساس رابطه (۱-۳۶)) این میدان تعداد برابری از حالتهای اسپینی بالا و پایین را تولید می‌کند. حرکت تقدیمی وابسته به تکانه که با H توصیف می‌گردد، به همراه واهلش تکانه، که با کمیت τ_p مشخص می‌گردد، به نافازی اسپینی می‌انجامد.

دو حالت کاملاً متمایز بر حسب پارامترهای مشخصۀ سیستم قابل تعریف است که عبارتند از: (الف) حالت $\tau_p\Omega_{av} \geq 1$ و (ب) حالت $\tau_p\Omega_{av} \leq 1$، که در آن Ω_{av} میانگین فرکانس لارمور ذاتی، $\Omega\left(\vec{k}\right)$، در

[1]Spin Splitting
[2]Heterostructures

فضای تکانه است. حالت (الف) متناظر با وضعیتی است که در آن پیش از پراکندگی تکانۀ یک الکترون منفرد به حالت دیگری از تکانه خطی، اسپین آن قادر به تکمیل یک چرخه یا پریود کامل از حرکت تقدیمی خود خواهد بود. در این حالت اسپین کل در ابتدا به صورت بازگشت‌پذیر به دلیل ناهمسانگردی $\Omega(\vec{k})$ فاز اسپینی خود را از دست می دهد. زیرا که سیستم الکترونی دارای فرکانس لارمور یکتایی نیست و در این حالت به دلیل ناهمسانگردی فرکانس لارمور که با یک پهنای فرکانسی $\Delta\Omega$ متناظر است، آهنگ نافازی اسپینی سیستم، که به توزیع $\Omega(\vec{k})$ وابسته است به صورت زیر داده می‌شود:

$$\frac{1}{\tau_s} \approx \Delta\Omega. \qquad (۴۲-۱)$$

لازم به ذکر است، هرچند که هر حالت الکترونی مشخص مانند $\vec{k}$ دارای فرکانس لارمور مشخص، $\Omega(\vec{k})$ است اما این نکته بدین معنی نیست که اسپین هر الکترون دارای فرکانس لارمور معینی است، زیرا به دلیل تمییزناپذیری سیستم فرمیونی، هیچ الکترونی را با بر چسب حالت اشغال شدۀ خود نمی‌توان متمایز ساخت، بلکه تنها می‌توان گفت که تمام الکترونها با احتمال مساوی حالتهای الکترونی را پر می‌کنند و بنابراین فرکانس لارمور ذاتی هر الکترونی در بازه‌ای به اندازۀ $\Delta\Omega$ تغییر خواهد نمود، که این امر به نوبه خود نافازی اسپینی به همراه خواهد داشت. پس از نافازی اسپین اولیه یاد شده، اسپین الکترونی به صورت بازگشت ناپذیر، بعد از گذشت زمان τ_Pبا به وقوع پیوستن پراکندگی‌های کاتوره ساز از بین می‌رود.

از حالت (ب) معمولاً به عنوان رژیم مکانیسم دیاکونوف-پرل یاد می‌شود. این رژیم را می‌توان بدین گونه مجسم نمود که، تک الکترونی حول یک میدان مغناطیسی متغیر، در حال چرخش تقدیمی است، به قسمی که اندازه و جهت این میدان به صورت کاتوره‌ای در هر پله زمانی τ_P در تغییر است. اسپین الکترون حول میدان مغناطیسی ذاتی به مقدار $\delta\phi = \Omega_{av}\tau_P$، تا پیش از پراکندگی و احساس میدانی دیگر، خواهد چرخید. پس از پراکندگی، الکترون حول محوری متفاوت و با سرعتی متفاوت

خواهد چرخید. در نتیجه مقدار فاز اسپینی به لحاظ آماری مانند میزان مسافت طی شده در مساله قدم زدن تصادفی[1] خواهد شد. پس از زمان t ($t > \tau_P$) که معادل است با t/τ_P قدم تصادفی، افزایش فاز در زمان $\phi(t)$ به تقریب با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\phi(t) \approx \delta\phi\sqrt{\frac{t}{\tau_P}}. \qquad (۴۳-۱)$$

اگر τ_s به عنوان زمانی تعریف شود که در آن $\phi(t)=1$ است، نتیجه فرایند باریک شدگی حرکتی به گونهٔ زیر به دست خواهد آمد:

$$\frac{1}{\tau_s} = \Omega_{av}^2 \tau_P. \qquad (۴۴-۱)$$

رابطه بالا بیانگر این نکته است که در صورت حاکم بودن مکانیسم دیاکونوف-پرل هر چه که تکانه الکترون تندتر واهلش یابد، به همان میزان واهلش اسپینی کندتر صورت می‌پذیرد. تفاوت حالتهای (الف) و (ب) در این است که در حالت نخست اسپین الکترونها تشکیل هنگردی را می‌دهند که مستقیماً بازهٔ توزیع $\Omega(\vec{k})$ را در بر می‌گیرد. در حالی که حالت دوم مجموع سهم‌های فرکانس لارمور ذاتی متفاوتی در τ_s شرکت می‌کنند. زیرا پس از هر پراکندگی، فرکانس کاملاً کاتوره‌ای انتخاب می‌گردد که این فرکانس‌های تصادفی نهایتاً سهمی منفرد دارند که مجموع آنها فاز اسپینی را مشخص می‌کند. هر دو حالت یاد شده و همچنین حالتها و رژیم های بین آنها به شکل تجربی در مورد چاههای کوانتومی n-GaAs/AlGaAs اثبات شده است[۳۵].

مهمترین تفاوت مکانیسم دیاکونوف-پرل با مکانیسم الیوت-یافت در این نکته است که وابستگی نافازی و واهلش به پارامتر τ_P، در این دو نوع مکانیسم کاملا متفاوت است. در حالی که افزایش شدت پراکندگی‌ها باعث افزایش اثر مکانیسم الیوت-یافت می‌گردد، این امر سبب کاهش تاثیر مکانیسم دیاکونوف-پرل می‌شود. در واقع در فرایند الیوت—یافت فرکانس حرکت تقدیمی بین دو برخورد حفظ می‌شود، و بنابراین باریک شدگی حرکتی در این حالت روی نخواهد داد و از بین رفتن فاز اسپینی

---

[1] Random Walk

فقط در یک بازهٔ کوچک زمانی به هنگام برخورد اتفاق می‌افتد. بنابراین هرچه بیشتر پراکندگی صورت پذیرد، فاز اسپین سریعتر از بین می‌رود. از سوی دیگر در مکانیسم نافازی دیاکونوف-پرل، فاز اسپین‌ها در بین دو برخورد متوالی کاتوره‌ای می‌گردد، زیرا که اسپین الکترونها پیش و پس از برخورد با فرکانس‌های متفاوتی که به تکانه حالت الکترونی وابسته است، تحول می‌یابند و پدیدهٔ باریک شدگی حرکتی در این حالت اجتناب ناپذیر خواهد بود.

در نیمرساناهای حجمی III-V فرکانس لارمور ناشی از نبود تقارن وارونی مکان، با عبارت زیر داده می‌شود:

$$\Omega(\vec{k}) = \alpha\hbar^2 \left(2m_c^3 E_g\right)^{-1/2} \vec{\kappa}, \qquad (۱-۴۵)$$

که در آن

$$\vec{\kappa} = \left[k_x\left(k_y^2 - k_z^2\right), k_y\left(k_z^2 - k_x^2\right), k_z\left(k_x^2 - k_y^2\right)\right]. \qquad (۱-۴۶)$$

است. در رابطه بالا k_i ، بردار موج شبکه در راستای محورهای اصلی بلور است و پارامترهای مشخص کنندهٔ ماده عبارتند از: گاف نواری E_g، جرم الکترون نوار رسانش، m_c و نهایتا α کمیت بی‌بعد مشخص کنندهٔ قدرت برهمکنش اسپین-مدار. شکافتگی اسپینی که با رابطه (۱-۴۵) داده می شود، متناسب با توان سوم تکانه بلوری است. این عبارت نخستین بار به وسیلهٔ درسلهاوس[۱] در سال ۱۹۵۵ کشف شد [۳۶].

علاوه بر عبارت درسلهاوس که به علت نبود مرکز تقارن در سیستم‌های حجمی پدیدار می‌گردد، نوع دیگری از مکانیسم نافازی دیاکونوف-پرل نیز وجود دارد که ناشی از نبود تقارن وارونگی در خود ساختار (در سیستم‌هایی مانند چاههای کوانتومی و ساختارهای چندگانه) به علت متقارن نبودن پتانسیل‌های قیدی به وجود آورندهٔ این گونه سیستم‌ها است. این نوع عدم تقارن در ساختار، به شکافتگی اسپینی راشبا[۲] یا بیچکوف-راشبا[۱] در سیستم‌هایی مانند چاههای کوانتومی یا سیستم‌های

[1]Dresselhaus
[2]Rashba

حجمی تغییر یافته می‌انجامد [۳۷،۳۸،۳۹]. هامیلتونی متناظر آن به شکل رابطه (۱-۴۱) بوده به قسمی که برای این حالت داریم:

$$\Omega\left(\vec{k}\right) = 2\alpha_{BR}\left(\vec{k} \times \vec{n}\right), \qquad (۱-۴۷)$$

که در آن $\vec{n}$ بردار یکه در راستای عمود بر سطح و در جهت گرادیان میدان الکترواستاتیک مقید کننده و α_{BR} عبارت است از پارامتر مشخص کنندهٔ قدرت برهمکنش اسپین-مدار راشبا که به پتانسیل الکترواستاتیک اشاره شده وابسته است. این پتانسیل بوسیله عاملهای گوناگونی ایجاد می‌گردد و حتی می‌توان آن را ناشی از فرایند رشد ساختار چندگانه دانست.

جهت میدان معادل این نوع برهمکنش برخلاف درسلهاوس درون صفحهٔ دو بعدی ساختار چندگانه قراردارد. یکی از مهمترین ویژگی‌های کاربردی این برهمکنش قابلیت کنترل و تنظیم آن، α_{BR}، با پارامترهای خارجی از جمله میدان الکتریکی اعمال شده است.

این برهمکنش را می‌توان بدین گونه تعبیر نمود که میدان الکتریکی مقیدکننده‌ای که عمود بر راستای حرکت الکترون‌ها است، در چارچوب ناظر ساکن نسبت به الکترون در حال حرکت، به لحاظ نسبیتی به صورت میدان مغناطیسی ظاهر می‌گردد. این میدان مغناطیسی می‌تواند با اسپین الکترون ایجاد برهمکنش نماید[۴]. (معادلات بخش برگرفته از مرجع[۴] است.)

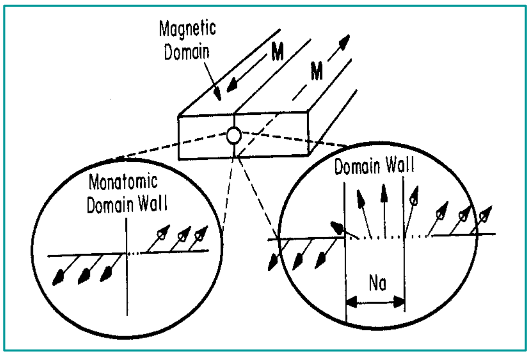
۱-۵ ساختارهای مغناطیده ناهم‌راستا

ترابرد در سیستم‌های مغناطیسی می‌تواند تحت تاثیر پارامترهای متعددی قرار گیرد، که یکی از آنها نحوه وابستگی مکانی مغناطش در سیستم‌هایی با مغناطش نا هم راستا مانند دیواره‌های حوزه است.

---

[1]Bychkov-Rashba

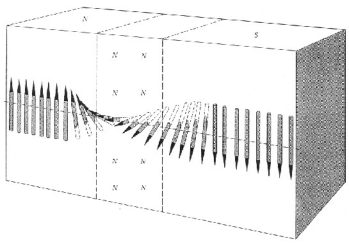
اولین بار شخصی به نام ویس[1] وجود حوزه‌های مغناطیسی را مطرح کرد که توسط نواحی کوچکی تحت عنوان دیوارهٔ مغناطیسی از هم جدا شده‌اند (شکل ۱).



شکل ۱-۶: طرح شماتیک نواحی فرومغناطیس و دیواره حوزه

دیواره‌های حوزه در فیلم‌های نازک بر اساس نوع چرخش ممان ها در داخل دیواره به دو نوع تقسیم می‌گردد:

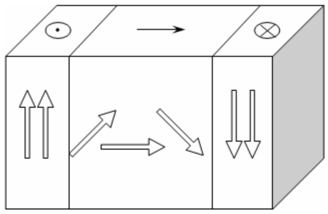
۱-دیوارهٔ بلوخ[2]



شکل ۱-۷

۲- دیواره نیل[3]

[1]Weiss
[2]Bloch
[3]Neel



شکل ۱-۸

نکته قابل توجه در سهم مقاومت مغناطیسی دیواره‌های حوزه این است که این سهم در پاره‌ای از نمونه‌ها منفی گزارش شده است[۴۰]. همچنین در پاره‌ای از نمونه‌ها نیز آزمایشها دلالت بر مثبت بودن این سهم حتی در حد مقاومت‌های مغناطیسی بسیار بالا از مرتبه ۳۰۰۰ در صد دارد[۴۱]. مقاومت مغناطیسی منفی برای نمونه‌های یاد شده به معنی کاهش یافتن مقاومت الکتریکی سیستم در حضور دیوارهٔ مغناطیسی نسبت به حالتی است که این دیواره وجود ندارد. در پی اندازه‌گیری ترابرد روی سیم‌های نازک کبالت شامل یک یا دو حوزه مغناطیسی عایق بندی شده، مقاومت اضافی بزرگی بواسطه اثر انباشت اسپینی در دیواره حوزه گزارش شد[۴۲]. انباشت اسپینی در ابتدا در پی مطالعات مقاومت مغناطیسی در ساختارهای چندلایه مشاهده شد [۳،۴۳،۴۴].

انباشت اسپینی به صورت مستقل از مکان در دیواره‌های حوزه توسط لی و ژانگ بررسی شده است[۴۵] و همچنین این اثر در طول دیواره نه به صورت موضعی نیز بدست آمده است[۴۶]. بررسی ترابرد در دیواره‌های حوزه نازک حاکی از این واقعیت است که نمی‌توان وابستگی فضایی انباشت اسپینی را نادیده گرفت. انباشت اسپینی یک مقاومت الکتریکی اضافی به سیستم تحمیل می‌کند و در ضمن موجب گشتاور انتقال اسپین در دیواره حوزه می‌شود[۴۷].

فصل ۲

معادلات پخش انباشت اسپینی

در دیواره حوزه

۲-۱ مقدمه

نتایج شماری از آزمایشات ترابرد بر روی فلزات فرومغناطیس با عبور جریان الکتریکی نشان دادند که دیواره‌های حوزه می‌توانند منشا مقاومت الکتریکی گردند[۴۸]. «مقاومت مغناطیسی دیواره حوزه»[۱]، می‌تواند مثبت یا منفی باشد، به عبارت دیگر دیواره حوزه می‌تواند باعث افزایش یا کاهش مقاومت مغناطیسی گردد. مقاومت مغناطیسی مثبت ناشی از دیوارهٔ مغناطیسی، در ساختارهای نواری توسط گِرِگ و همکارانش گزارش شده است[۴۹] و همچنین در نانوسیم‌های نیکل نیز مشاهده شده است[۵۰]. در مقابل، آزمایشات متعددی بر روی سیم‌های بسیار باریک آهن و لایه‌های نازک فرومغناطیس، مقاومت مغناطیسی منفی را نشان داده‌اند[۵۴-۵۱،۴۰].

مطالعات تئوری زیادی بر روی مقاومت مغناطیسی دیواره‌ها انجام شده است. دو شخص به نام‌های لِوی و ژانگ[۲] پراکندگی ناخالصی وابسته به اسپین را در نظر گرفتند و توانستند مقاومت مغناطیسی مثبتی را بدست آورند که در توافق با مقاومت گِرِگ بود[۵۵].

اندازه‌گیری ترابرد روی سیم‌های نازک کبالت شامل یک یا دو دیواره حوزه عایق بندی شده که توسط ابلز گزارش شده است، تغییر نسبی در مقاومت مشاهده شده که حداقل یک مرتبه بزرگی از مدل ترکیب کانالها و پراکندگی ناخالصی (لِوی و ژانگ) بزرگتر بود. ابلز این مقاومت اضافی بزرگ را بواسطه انباشت اسپینی در دیواره حوزه دانست[۴۲].

مفهوم انباشت اسپینی در ابتدا توسط جانسون و سیلسبی و به طور مستقل توسط سون، کِمپن و ویدِر[۳] با استفاده از رفتار ترابرد از میان فصل مشترک بین فلزات فرومغناطیس و غیر مغناطیسی معرفی شده است[۲۵،۵۶].

---

[1]Domain wall Magnetoresistance

[2]Levy and Zhang

[3]Son, Kempen, and Wyder

بدلیل کوچکتر بودن ضخامت دیواره حوزه از طول وارون گشت اسپینی در کبالت، ابلز گذارهای شدید[1] را از یک حوزه به حوزه دیگر جایگزین دیواره کرد و نسبت مقاومت الکتریکی را با تئوری وِلت و فرت[2][۳] توجیه کرد. این تخمین در توافق کمی با مقاومت بدست آمده در دیواره حوزه بود.

پس فرض گذارهای شدید که در کار ابلز در نظر گرفته شده است به دلیل ذکر شده باید تجدید نظر شود. همانطور که لوی و ژانگ نشان دادند، «نا جهت‌مندی»[3] در کبالت کوچک است ($\xi \approx 0.1$)[۵۵]. در حد آدیاباتیک، $\xi \approx 0$، الکترون‌ها مسیر یکنواختی را احساس می‌کنند و هیچ پراکندگی جریان قطبش اسپین وجود ندارد، بنابراین در این مورد هیچ انباشت اسپینی انتظار نمی‌رود. بنابراین پارامتر ξ کوچک در کبالت، فرض گذار شدید را نامعتبر می‌سازد.

در این پژوهش سهم انباشت اسپینی در مقاومت الکتریکی دیواره حوزه با توسعه تئوری ولت و فرت در یک فرومغناطیس با مغناطش غیر خطی نسبت به میدان؛ مطالعه خواهد شد. چگالی الکترونهای رسانش با استفاده از معادله جنبشی در فضای ویگنر بدست می‌آید.

میدان تبادلی در جهت z باعث ایجاد نوسانات سریع چگالی اسپینی عرضی اطراف این محور می‌شود. فرکانس تقدیمی ω_e خیلی بزرگتر است از سرعت واهلش عرضی چگالی اسپینی است و در نتیجه طول پخش اسپینی نسبت به مولفه طولی خیلی کوتاهتر می‌شود. همانطور که در فصل قبل بیان شد مقاومت الکتریکی بدست آمده از انباشت اسپینی متناسب با طول پخش اسپینی است، بنابراین ما انتظار داریم که افت ولتاژ نسبت به مقاومت الکتریکی فصل مشترک کمتر شود (برخلاف ابلز). در این فصل این انتظار تصدیق خواهد شد.

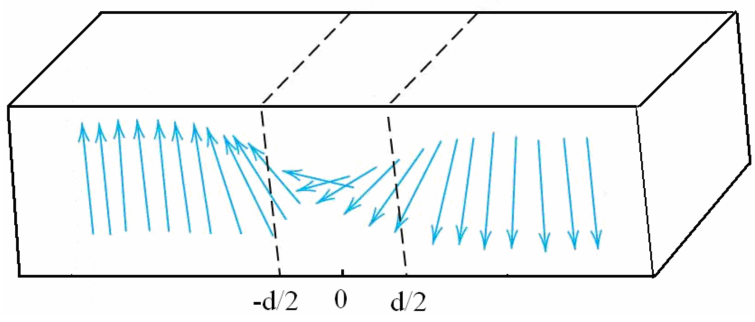
[1] Abrupt transition

[2] Valet and Fert

[3] Mistracking : عدم توانایی سمت‌گیری اسپین الکترون‌ها در جهت مغناطش موضعی در دیواره حوزه

۲-۲ مدل و توصیف برهمکنش‌های دیواره

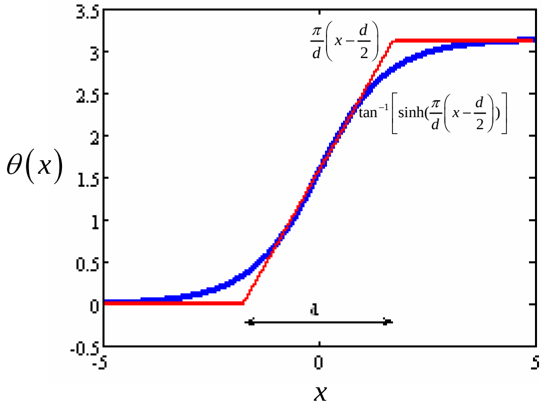
یک سیم کوانتومی شامل یک دیواره حوزه از نوع بلاخ که در بین دو ناحیه فرومغناطیس با مغناطش پادموازی قرار یافته است را، مطابق شکل (۱-۲) در نظر می‌گیریم.



شکل ۲-۱: طرح شماتیکی از دیواره حوزه از نوع بلاخ

روش محاسباتی تحقیق حاضر فقط منوط به تابعیت خطی دیواره حوزه است (بدون وابستگی به نوع دیواره که می‌تواند نیل یا بلوخ انتخاب گردد). با ایجاد ترابرد الکترون از میان دیواره حوزه به مطالعه انباشت اسپینی و مقاومت الکتریکی اضافی بواسطه آن با استفاده از معادلات پخش می‌پردازیم.

برای این کار نخست بایستی با در نظر گرفتن هامیلتونی سیستم، معادله حرکت برای تابع توزیع الکترون‌های رسانش را بدست آورد. در شکل (۲-۲) تابعیت زاویهٔ چرخش ممان‌ها در داخل دیواره بر حسب مختصه x ترسیم شده است تابعیت $\theta(x)$ به صورت $\tan^{-1}\left[\sinh(\frac{x}{d})\right]$ است[۵۷]. ولی به دلیل پیچیده بودن محاسبات آن را به صورت یک تابع خطی در نظر می‌گیریم، در این حالت زاویه مغناطش موضعی، نسبت به راستای $\hat{z}$ برای یک دیواره حوزه خطی با رابطه $\theta(x)=\frac{\pi}{d}\left(x-\frac{d}{2}\right)$ داده می‌شود، که درآن d پهنای دیواره حوزه است.



شکل۲-۲: تابعیت زاویهٔ چرخش ممان‌ها در داخل دیواره

برای الکترونی که از دیواره حوزه عبور می‌کند (دیواره حوزه از نوع بلاخ است)، هامیلتونی زیر را در نظر می‌گیریم[۵۸]:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + H_{sf} + H^{(s)} + eV(X) \tag{۱-۲}$$

که در آن جمله اول انرژی جنبشی الکترون، $H_{sf} = J_{sd}\hat{\sigma}\cdot\hat{M}(X)$ نشان دهندهٔ برهمکنش s-f تبادلی بین اسپین الکترون رسانش و ممان دو قطبی اسپین‌های جایگزیده است که J_{sd} قدرت برهمکنش تبادلی، $\hat{\sigma}$ عملگر اسپین پائولی و $\hat{M}(X)$ نشان دهندهٔ جهت مغناطش موضعی است لازم بذکر است که اندازه $M(X)$ در J_{sd} لحاظ شده است. جمله $H^{(s)}$ پراکندگی توسط ناخالصی‌ها، فونون‌ها و مگنون‌ها را بیان می‌کند که مسئول جمله‌های واهلش در معادلات جنبشی است و جمله آخر در هامیلتونی، برهمکنش با میدان الکتریکی $E_0 = -\partial V/\partial X$ را نشان می‌دهد. برای این سیستم ایده‌ال یک بعدی مکانیسم واهلش اسپین-مدار از نوع الیوت-یافت مساوی با صفر است.

۲-۳ هامیلتونی دیواره حوزه خطی در دستگاه مختصات چرخشی

در بررسی ساختارهای چند لایه‌ای مغناطیسی، اگر راستای مغناطش لایه‌های متفاوت در یک امتداد واقع گردند، با انتخاب یک جهت مشخص کوانتش اسپین برای کل سیستم، مولفه‌های اسپینی تابع

موج دو طرف هر سطح جداکننده به طور مستقل قابل جداسازی و حل خواهند بود و حل معادلات حرکت تابع توزیع الکترون نیز میسر خواهد بود. اما در حالت کلی و از جمله در درون دیواره های مغناطیسی، جهت مغناطش در سیستم وابسته به مکان بوده و راستای مغناطش قابل انطباق با هیچ راستای کوانتش ثابت خاصی نیست و در این حالت مولفه‌های اسپینی (نسبت به یک راستای کوانتش خاص) مستقل از یکدیگر نخواهند بود.

در این بخش برای بررسی مشخصه‌های ترابردی سیستم‌های چند لایه با مغناطش ناهم راستا، به بررسی حالت خاصی از دیواره‌های حوزه خواهیم پرداخت. در ابتدا به مطالعه روشی برای تبدیل هامیلتونی دیواره حوزه خطی به دیواره با مغناطش هم راستا در چهارچوب نظریه اختلال می‌پردازیم و پس از آن به بررسی ویژه حالت‌های هامیلتونی دیواره حوزه خطی خواهیم پرداخت. در فصل‌های آینده این هامیلتونی دیوارۀ مغناطیسی در چهارچوب چرخشی با مغناطش هم راستا، ویژه حالت‌ها و بردارهای موج اسپین الکترون در روش ترابردی نیمه کلاسیک به کار برده خواهند شد.

برای بررسی ویژه حالتهای هامیلتونی دیواره حوزه، ابتدا هامیلتونی (۲-۱) را تحت عملگر چرخش $R_\theta = e^{-i\frac{\theta(x)}{2}\hat{\sigma}\cdot\hat{n}}$ به یک هامیلتونی با مغناطش هم راستا تبدیل می‌کنیم[۵۵] که در آن $\hat{n}$ محور چرخش بوده و $\theta(x)$ زاویۀ بین جهت قرارگیری ممان‌های مغناطیسی نسبت به یک مرجع ($\hat{M}_0$) را نشان می‌دهد که برای سیستم ذکر شده $\hat{n}$ موازی محور x انتخاب شده است. (X، Y ،Z) مختصات در چهارچوب نچرخیده و ($X = x$، y ، z) مختصات در چهارچوب چرخشی هستند.

$$\begin{aligned} H_\theta &= R_\theta^{-1}\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + J_{sd}\hat{\sigma}\cdot\hat{M}(X) + H^{(s)} + eV\left(X\right)\right)R_\theta \\ &= \frac{p^2}{2m^*} + \frac{1}{2m^*}R_\theta^{-1}\left[p^2, R_\theta\right] + J_{sd}\hat{\sigma}\cdot R_\theta^{-1}\hat{M}(X)R_\theta + H_\theta{}^{(s)} + eV\left(x\right) = H_0^r + V_{pert} \end{aligned} \tag{۲-۲}$$

عبارت $R_\theta^{-1}\hat{M}(X)R_\theta$، همۀ جهت‌های واقع در $\hat{r}$های مختلف را چرخانده و در راستای محور مرجع قرار می‌دهد. یعنی:

$$R_\theta^{-1}\hat{M}(X)R_\theta = \hat{M}_0 \tag{۳-۲}$$

با در نظر گرفتن $\hat{z}$ به عنوان محور مرجع ($\hat{M}_0 = \hat{z}$)، $J_{sd}\hat{\sigma}\cdot R_\theta^{-1}\hat{M}(X)R_\theta = J_{sd}\hat{\sigma}_z$ می‌باشد. جمله $H_\theta^{(s)}$ در سمت راست این رابطه مربوط به پراکندگی ناخالصی‌ها و فونون‌ها در چهارچوب چرخشی است که از اثر تبدیل (۲-۲) بر روی احتمال پراکندگی صرفنظر کرده‌ایم، این اثر درجزئیات بیشتر در مرجع[۵۵] بررسی شده است.

از آنجایی که ویژه حالتهای $H_0^r = \dfrac{p^2}{2m} + J_{sd}\hat{\sigma}\cdot R_\theta^{-1}\hat{M}(X)R_\theta + H_\theta^{(s)} + eV(x)$ در پایه‌های تکانه و S_z قطری هستند، V_{pert} را به عنوان اختلالی برای این هامیلتونی در نظر می‌گیریم. رابطه (۲-۲) مستلزم تساوی زیر است:

$$R_\theta^{-1}\left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m}\right)R_\theta = -\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + V_{pert}, \tag{۲-۴}$$

و بنابراین می‌توان نوشت

$$V_{pert} = \frac{1}{2m}R_\theta^{-1}\left[\vec{P}^2, R_\theta\right], \tag{۲-۵}$$

رابطه (۲-۵) به صورت زیر ساده سازی می‌شود:

$$\begin{aligned}\left[p^2, R_\theta\right] &= \vec{p}\cdot\left[\vec{p}, R_\theta\right] + \left[\vec{p}, R_\theta\right].\vec{p} \\ &= \vec{p}\cdot\left(\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}R_\theta\right) + \left(\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}R_\theta\right).\vec{p} \\ &= -\frac{\hbar}{2}\hat{\sigma}\cdot\hat{n}\left(\vec{p}\cdot\vec{\nabla}\theta\, R_\theta + R_\theta\;\vec{p}\cdot\vec{\nabla}\theta\right)\end{aligned} \tag{۲-۶}$$

بنابراین، داریم:

$$R_\theta^{-1}\left[p^2, R_\theta\right] = -\frac{\hbar}{2}\hat{\sigma}\cdot\hat{n}\left(R_\theta^{-1}\vec{p}\;R_\theta\right)\cdot\vec{\nabla}\theta - \frac{\hbar}{2}\hat{\sigma}\cdot\hat{n}\;\vec{\nabla}\theta\cdot\vec{p} \tag{۲-۷}$$

عبارت $R_\theta^{-1}\vec{p}\;R_\theta$ را نیز می‌توان به صورت زیر ساده نمود:

$$\begin{aligned}R_\theta^{-1}\vec{p}\;R_\theta\cdot\vec{\nabla}\theta &= \frac{\hbar}{i}R_\theta^{-1}\vec{\nabla}\left(R_\theta\cdot\vec{\nabla}\theta\right) \\ &= \frac{\hbar}{i}R_\theta^{-1}\left\{-\frac{i\hat{\sigma}\cdot\hat{n}}{2}\left|\vec{\nabla}\theta\right|^2 R_\theta + R_\theta\nabla^2\theta\right\} \\ &= -\frac{\hbar}{2}\hat{\sigma}\cdot\hat{n}\left|\vec{\nabla}\theta\right|^2 + \frac{\hbar}{i}\nabla^2\theta\end{aligned} \tag{۲-۸}$$

با قرار دادن عبارت فوق در رابطهٔ (۲-۵) خواهیم داشت:

$$V_{pert} = \frac{1}{2m} R_\theta^{-1} \left[p^2, R_\theta \right] = -\frac{\hbar}{2m} \hat{\sigma} \cdot \hat{n} \left(\vec{\nabla}\theta \cdot \vec{p} \right) + \frac{i\hbar^2}{4m} \left(\hat{\sigma} \cdot \hat{n} \right) \nabla^2\theta + \frac{\hbar^2}{8m} \left| \vec{\nabla}\theta \right|^2 \quad (۲\text{-}۹)$$

جمله دوم رابطه بالا به دلیل خطی بودن تابعیت زاویه مغناطش، θ، نسبت به مکان x برابر صفر خواهد بود، و به همین دلیل جمله سوم نیز مقداری ثابت خواهد بود. از آنجایی که V_{Pert} را به عنوان یک اختلال برای H_0^r در نظر گرفته‌ایم جمله ثابت یادشده فقط به صورت یک جابجایی انرژی ثابت و به مقدار $J_{sd}\xi$ که در آن $\xi = \frac{\hbar^2 \pi^2}{\left(8m \ J_{sd} d^2 \right)}$ است، به هر ویژه حالت انرژی اضافه خواهد شد[۵۵].

بنابر آنچه گفته شد پتانسیل اختلال را می‌توان صرفاً به شکل زیر در نظر گرفت:

$$V_{pert} = \frac{1}{2m} R_\theta^{-1} \left[p^2, R_\theta \right] = -\frac{\hbar \hat{\sigma} \cdot \hat{n}}{2m} \vec{\nabla}\theta \cdot \vec{p} = -\frac{\hbar\pi}{2m \ d} \hat{\sigma}_x \cdot \vec{p}_x . \quad (۲\text{-}۱۰)$$

هامیلتونین در چهارچوب چرخشی با جاگذاری رابطه (۲-۱۰) در رابطه (۲-۲) به شکل زیر بیان می‌شود:

$$H_\theta = \frac{p^2}{2m} - \frac{\hbar\pi}{2m \ d} \hat{\sigma}_x \cdot \vec{p}_x + J_{sd} \hat{\sigma}_z + H_\theta^{(s)} + eV(x) \quad (۲\text{-}۱۱)$$

اگر مکان $\vec{r}$ و تکانه $\vec{k}$ را بر حسب مکان و تکانه بی‌بعد، که به ترتیب به شکل $\vec{r} \to \vec{r}/d$ و $\vec{k} \to \vec{k}/(\pi/d)$ تعریف شده‌اند بیان کنیم، ویژه حالتهای H_0^r با ویژه مقادیر $\varepsilon_\uparrow$ و $\varepsilon_\downarrow$ به ترتیب به شکل زیر خواهند بود:

$$\phi_\uparrow^{(0)} = \frac{e^{i\pi \vec{k}_\uparrow . \vec{r}}}{\sqrt{V}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (۲\text{-}۱۲)$$

$$\phi_\downarrow^{(0)} = \frac{e^{i\pi \vec{k}_\downarrow . \vec{r}}}{\sqrt{V}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (۲\text{-}۱۳)$$

که در این رابطه‌ها V حجم دیواره بوده و $\left| \vec{k}_\uparrow \right| = \left(\frac{1}{\hbar} \right) \sqrt{2m^* \left(E + J_{sd} - \xi J_{sd} \right)}$ و همچنین، $\left| \vec{k}_\downarrow \right| = \left(\frac{1}{\hbar} \right) \sqrt{2m^* \left(E - J_{sd} - \xi J_{sd} \right)}$ فرض شده‌اند.

در این صورت ویژه حالتهای $H_0^r + V_{pert}$ در تقریب مرتبه اول اختلال به شکل زیر خواهند بود[۵۵]:

$$\chi_{\uparrow}^{(1)}=\tilde{\alpha}_{\uparrow}\left(k_x\right)\frac{e^{i\pi\vec{k}_{\uparrow}.\vec{r}}}{\sqrt{V}}\begin{pmatrix}1\\ ik_x\xi\end{pmatrix}, \qquad (۲-۱۴)$$

$$\chi_{\downarrow}^{(1)}=\tilde{\alpha}_{\uparrow}\left(k_x\right)\frac{e^{i\pi\vec{k}_{\downarrow}.\vec{r}}}{\sqrt{V}}\begin{pmatrix}ik_x\xi\\ 1\end{pmatrix}, \qquad (۲-۱۵)$$

که در آن $\tilde{\alpha}_{\uparrow}$ و $\tilde{\alpha}_{\downarrow}$ ضرایب بهنجارش هستند.

پس از یافتن ویژه حالتهای $H_0^r+V_{pert}$ در تقریب اختلالی با تبدیل معکوس معادله (۲-۲) ویژه حالت‌های دیوارهٔ مغناطیسی یعنی هامیلتونی معرفی شده با رابطهٔ (۲-۱)، به شکل زیر به دست خواهند آمد که دوران یافته ویژه حالت‌های (۲-۱۴) و (۲-۱۵) هستند.

$$\psi_{\uparrow}^{(1)}=\tilde{\alpha}_{\uparrow}\left(k_x\right)\frac{e^{i\pi\vec{k}_{\uparrow}.\vec{r}}}{\sqrt{V}}R_{\theta}\begin{pmatrix}1\\ ik_x\xi\end{pmatrix}, \qquad (۲-۱۶)$$

$$\psi_{\downarrow}^{(1)}=\tilde{\alpha}_{\uparrow}\left(k_x\right)\frac{e^{i\pi\vec{k}_{\downarrow}.\vec{r}}}{\sqrt{V}}R_{\theta}\begin{pmatrix}ik_x\xi\\ 1\end{pmatrix}. \qquad (۲-۱۷)$$

برای سیستمی متشکل از یک دیوارهٔ مغناطیسی در بین دو ناحیهٔ فرومغناطیسی پاد موازی مانند انچه که در شکل (۲-۱) نمایش یافته است، سه ناحیه با ویژه حالتهای مخصوص به خود را خواهیم داشت که هامیلتونین و بردارهای موج در این سه ناحیه در پیوست (الف) بررسی شده است.

۲-۳-۱ ویژه حالت‌های هامیلتونی و ماتریس چگالی در چهارچوب چرخشی

اگر $\chi(r)$ اسپینور در چهارچوب موضعی باشد، پس ویژه حالت‌های هامیلتونی (۲-۱) همانطور که در فصل قبل نشان داده شد، توسط اسپینور $\psi=\hat{R}_{\theta}\chi(r)$ داده می شود. اگر $\hat{\rho}$ ماتریس چگالی در حالت ψ باشد در این صورت با تبدیل زیر به $\hat{\rho}_{\chi}$ ماتریس چگالی در چهارچوب موضعی مرتبط می‌شود

$$\hat{\rho}=\hat{R}_{\theta}\,\hat{\rho}_{\chi}\,\hat{R}_{\theta}^{-1} \qquad (۲-۱۸)$$

معادله حرکت برای $\hat{\rho}_{\chi}$ به شکل زیر است

$$\frac{\partial \hat{\rho}_\chi}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}\left[\hat{\rho}_\chi, \hat{h}_\chi\right], \qquad (۱۹-۲)$$

که با استفاده از رابطه (۲-۱۹) می‌توان معادله حرکت برای ماتریس چگالی را در چهارچوب غیرچرخیده نیز بدست آورد. با عملکرد مشابهی می‌توان معادله حرکت برای تابع توزیع الکترون رسانش در چهارچوب موضعی که نقطهٔ شروع محاسبات انباشت اسپینی است را تعیین کرد.

۲-۴ فضای ویگنر

برخلاف فیزیک کلاسیک، مکانیک کوانتوم شامل اپراتورها و توابع موج (یا در حالت کلی اپراتورهای چگالی) می‌باشد. هرچند در سال ۱۹۳۲، ویگنر مکانیک کوانتومی را برحسب تابع توزیع $W(q,p)$ فرمولبندی کرد که q و p احتمالات کوانتومی را نتیجه می‌دهند. اصل مهم از تابع توزیع ویگنر از این واقعیت گرفته می‌شود که در واقع این توزیع، مکانیک کوانتومی را بر حسب مفاهیم کلاسیکی بیان می‌کند مقادیر چشمداشتی مکانیک کوانتومی اکنون می‌تواند به صورت میانگین‌گیری در فضای فاز از توابع توزیع بیان شود. به بیان دیگر، اطلاعات آماری از عملگر چگالی به تابع توزیع نیمه‌کلاسیکی تبدیل می‌شود.

برای بررسی یک سیستم، از تابع چگالی در فضای فاز استفاده می‌کنیم و با استفاده از معادلات هامیلتون مسیر سیستم را در زمانهای بعدی دنبال کنیم.

$$\rho^\bullet = \frac{\partial \rho}{\partial q}\frac{\partial H}{\partial p^\bullet} - \frac{\partial \rho}{\partial p}\frac{\partial H}{\partial q^\bullet} \qquad (۲۰-۲)$$

در مکانیک کلاسیک ما مجازیم که سیستم را با یک چگالی $\rho(q,p)$ که تابعی از مختصه و تکانه تعمیم یافته است، مشخص کنیم. ولی در مکانیک کوانتومی ρ، یک عملگر است. فضای ویگنر این امکان را می‌دهد که بتوانیم نوعی تابع چگالی کوانتومی $\rho_Q(q,p)$ تعریف کنیم که شرایط معادلات (۲-۲۱) الی (۲-۲۳) را داشته باشد[۵۹،۶۰،۶۱]:

$$\int \rho_{Q(q,p)} dp = \langle q|\rho|q\rangle \tag{۲-۲۱}$$

$$\int \rho_{Q(q,p)} dq = \langle p|\rho| p\rangle \tag{۲-۲۲}$$

$$\rho_{Q(q,p)} \geq 0 \tag{۲-۲۳}$$

ماتریس چگالی در فضای ویگنر به شکل زیر تعریف می‌شود[۵۹،۶۰،۶۱]:

$$\rho_\omega(q,p) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int_{-\infty}^{\infty}\left\langle q-\frac{y}{2}\middle|\rho\middle|q+\frac{y}{2}\right\rangle e^{(ipy/\hbar)}dy \tag{۲-۲۴}$$

که می‌توان با استفاده از تبدیل فوریه در فضای تکانه نیز تعریف کرد:

$$\rho_\omega(q,p) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int_{-\infty}^{\infty}\left\langle p-\frac{1}{2}k\middle|\rho\middle|p+\frac{1}{2}k\right\rangle e^{(-iqk/\hbar)}dk \tag{۲-۲۵}$$

همچنین هر عملگری را می‌توان در فضای ویگنر به صورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} R_\omega(q,p) &= \int_{-\infty}^{\infty}\left\langle q-\frac{y}{2}\middle|R\middle|q+\frac{y}{2}\right\rangle e^{ipy/\hbar}dy \\ \Rightarrow \int e^{\frac{ipy}{\hbar}}\rho_\omega(q,p)dp &= \left\langle q-\frac{y}{2}\middle|R\middle|q+\frac{y}{2}\right\rangle \end{aligned} \tag{۲-۲۶}$$

با توجه به قابلیت‌های فضای ویگنر یعنی نمایش ماتریسی تابع توزیع در فضای فاز، تابع توزیع الکترون‌های رسانش به شکل زیر در نظر گرفته می‌شود[۶۱]:

$$\hat{F}(\mathbf{x},\mathbf{p}) = h^{-3}\int d^3p'\hat{\rho}\left(\mathbf{p}+\frac{1}{2}\mathbf{p}',\mathbf{p}-\frac{1}{2}\mathbf{p}'\right)\exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{p}'.\mathbf{x}\right), \tag{۲-۲۷}$$

تابع ویگنر $\hat{F}(\mathbf{x},\mathbf{p})$ که در یک بعد به صورت رابطه (۲-۲۷) نمایش داده شد در فضای اسپین $\frac{1}{2}$ به صورت ماتریس ۲×۲ است که تنها به متغیر x و p وابسته است.

۲-۵ معادله جنبشی در فضای ویگنر در محاسبه انباشت اسپینی

با در نظر گرفتن فضای ویگنر، معادله حرکت هایزنبرگ برای هامیلتونی در سیستم موضعی، $\mathbf{H}_\chi$ و تابع ویگنر $\hat{F}(x,p)$ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \hat{F}}{\partial t} &= -v_x \frac{\partial \hat{F}}{\partial x} + \frac{i}{2m} p_x \alpha \left[\hat{\sigma}_x, \hat{F}\right] + \frac{\hbar}{2m} \alpha \hat{\sigma}_x \frac{\partial \hat{F}}{\partial x} \\ &- \frac{\hbar}{2m} \alpha \left[\hat{\sigma}_x, \frac{\partial \hat{F}}{\partial x}\right] + J_{sd} \left[\hat{\sigma}_z, \hat{F}\right] - eE_0 \frac{\partial \hat{F}}{\partial P_x} + \left(\frac{\partial \hat{F}}{\partial t}\right)_{coll} .\end{aligned} \tag{۲-۲۸}$$

با فرض $\alpha = \frac{d\theta}{dx} \ll \frac{2\pi}{\lambda_F}$، یعنی؛ تغییر آهسته جهت ممان‌های موضعی نسبت به طول موج فرمی، از مرتبه‌های بالاتر α صرفنظر کرده‌ایم. عبارت آخر در معادله (۲-۲۸) برگرفته از $H^{(s)}$ است که اثر تبدیل (۲-۲) روی آن صرفنظر کرده‌ایم که جزئیات بیشتر در مرجع[۵۵] بررسی شده است.

از آنجایی که هر ماتریس ۲×۲ ممکن است بر حسب ماتریس های پائولی و ماتریس واحد بسط داده شود، تابع ویگنر را به صورت زیر می‌نویسیم

$$\hat{F}(x,p) = \frac{1}{2}[f(x,p)\hat{I} + g_x(x,p)\hat{\sigma}_x + g_y(x,p)\hat{\sigma}_y + g_z(x,p)\hat{\sigma}_z] \tag{۲-۲۹}$$

که در آن $g(x,p_x)$ و $f(x,p_x)$ به ترتیب تابع توزیع اسپین و بار الکترون را توصیف می‌کنند. با قرار دادن این تابع در رابطه (۲-۲۸) و با استفاده از رابطه جابجایی برای ماتریس پائولی، سیستمی از معادلات برای چهار تابع $f(x,p_x)$ و $g_i(x,p_x)$ به صورت زیر بدست می‌آیند:

$$v_x \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\hbar\alpha}{2m}\frac{\partial g_x}{\partial x} + ev_x E_0 \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}, \tag{۲-۳۰}$$

$$v_x \frac{\partial g_x}{\partial x} - \frac{\hbar\alpha}{2m}\frac{\partial f}{\partial x} + ev_x E_0 \frac{\partial g_x}{\partial \varepsilon} + \omega_e g_y = \left(\frac{\partial g_x}{\partial t}\right)_{coll}, \tag{۲-۳۱}$$

$$v_x \frac{\partial g_y}{\partial x} - v_x \alpha g_z + ev_x E_0 \frac{\partial g_y}{\partial \varepsilon} - \omega_e g_x = \left(\frac{\partial g_y}{\partial t}\right)_{coll}. \tag{۲-۳۲}$$

$$v_x \frac{\partial g_z}{\partial x} - v_x \alpha g_y + ev_x E_0 \frac{\partial g_z}{\partial \varepsilon} = \left(\frac{\partial g_z}{\partial t}\right)_{coll}, \tag{۲-۳۳}$$

سیستم را درحالت پایا در نظر گرفته یعنی $\frac{\partial f_i}{\partial t}$ برابر صفر است. این معادلات، حالت کلی از معادلات بولتزمن بکار گرفته‌شده توسط وِلت و فِرت ارائه می‌دهد. (شکل‌گیری معادلات ترابرد ماکروسکوپیکی، مبنای تئوری انباشت اسپینی از معادلات (۲-۳۰) تا (۲-۳۳) بدست می‌آیند). برای این منظور انباشت اسپینی و چگالی جریان اسپینی بر حسب تابع ویگنر به صورت زیر معرفی می‌شود[۵۸]:

$$s_i(x) = \frac{1}{h^3}\int d^3p\, tr\left[\hat{\sigma}_i \hat{F}(x,\mathbf{p})\right] = \frac{1}{h^3}\int d^3p\, g_i(x,\mathbf{p}), \qquad (۲\text{-}۳۴)$$

$$j_i = \frac{1}{h^3}\int d^3p\, v_x\, tr\left[\hat{\sigma}_i \hat{F}(x,\mathbf{p})\right] = \frac{1}{h^3}\int d^3p\, v_x\, g_i(x,\mathbf{p}). \qquad (۲\text{-}۳۵)$$

۲-۵-۱ جریان الکتریکی اسپین قطبیده

قطبش اسپینی جریان در اصل از عدم تقارن رسانندگی نتیجه می‌شود. برای توصیف این مطلب، تابع توزیع را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$f_s(x,\mathbf{p}) = \frac{1}{2}\left[f_1(x,\mathbf{p}) + sf_z(x,\mathbf{p})\right], \qquad (۲\text{-}۳۶)$$

که $s = \pm 1$ مطابق با یک الکترون رسانش با اسپین موازی یا پادموازی با بردار $\hat{M}(x)$ هستند. بنابراین چگالی جریان در کانال اسپینی s هست:

$$j_s^{(e)} = \frac{e}{h^3}\int d^3p\, v_x\, f_s(x,\mathbf{p}). \qquad (۲\text{-}۳۷)$$

معادله ترابرد برای $f_s(x,\mathbf{p})$ توسط ترکیبی از معادلات (۲-۳۰) تا (۲-۳۳) به صورت زیر بدست می‌آید:

$$v_x \frac{\partial f_s}{\partial x} - \frac{\hbar\alpha}{2m}\frac{\partial f_x}{\partial x} - sv_x\alpha f_y + ev_x E_0 \frac{\partial f_s}{\partial \varepsilon} = \left(\frac{\partial f_s}{\partial t}\right)_{coll}. \qquad (۲\text{-}۳۸)$$

فرض می‌کنیم که میدان الکتریکی خارجی تنها باعث انحراف کوچکی از تعادل می‌شود و می‌نویسیم

$$f_s(x,\mathbf{p}) = f_s^{(0)}(\varepsilon) + \tilde{f}_s^{(1)}(x) + f^{(1)}{}_s(x,\mathbf{p}). \qquad (۲\text{-}۳۹)$$

در تخمین زمان واهلش، جمله برخوردی در معادله (۲-۳۸) با استفاده از معادله (۲-۳۹)به صورت زیر بیان می‌شود (پیوست ب):

$$\left(\frac{\partial f_s}{\partial t}\right)_{coll} = -\left(\frac{1}{\tau_{sf}}+\frac{1}{\tau_s}\right) f^{(1)}{}_s(x,\mathbf{p}) - \frac{1}{\tau_{sf}}\left[\tilde{f}_s^{(1)}(x) - \tilde{f}_{-s}^{(1)}(x)\right], \qquad (۲-۴۰)$$

که τ_s زمان واهلش در کانال s بدون وارون‌گشت اسپینی است و τ_{sf} (مستقل از s) زمان واهلش وارون‌گشت اسپینی است. با جاگذاری معادلات (۲-۳۹) و (۲-۴۰) در معادله (۲-۳۸) خواهیم داشت

$$f_s^{(1)}(x,\mathbf{p}) = -v_x T_s \left(eE_0 \frac{\partial f_s^{(0)}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial \tilde{f}_s^{(1)}(x)}{\partial x} \right), \qquad (۲-۴۱)$$

که

$$T_s^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_{sf}^{-1}. \qquad (۲-۴۲)$$

کمیت $f_s^{(0)}$ تابع توزیع در یک گاز الکترونی قطبیده تبادلی را بیان می کند که می‌تواند بر حسب تابع توزیع فرمی غیر قطبیده $f^{(0)}$ به شکل زیر بیان شود:

$$f_s^{(0)}(\varepsilon) = f^{(0)}(\varepsilon - s\,J_{sd}). \qquad (۲-۴۳)$$

چگالی جریان j_s از معادلات (۲-۳۷) و (۲-۴۱) و با استفاده از رابطه (۲-۳۶) بدست می‌آید:

$$\frac{\partial f_s^{(0)}}{\partial \varepsilon} \simeq \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} = -\frac{\delta(v - v_F)}{m v_F}. \qquad (۲-۴۴)$$

چگالی جریان الکتریکی $j_s^{(e)}$ در کانال اسپینی s بر حسب گرادیان پتانسیل شیمیایی با کمک رابطه (۲-۴۱) حاصل می‌شود:

$$j_s^{(e)} = \frac{\sigma_s}{e}\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_s(x) - eV(x)\right] = \frac{\sigma_s}{e}\frac{\partial \bar{\mu}_s(x)}{\partial x}, \qquad (۲-۴۵)$$

که $\sigma_s = \left(\frac{1}{2m}\right) n e^2 T_s$ رسانندگی در کانال s، n چگالی کل الکترون رسانش و $\mu_s(x)$ پتانسیل شیمیایی است که توسط رابطهٔ زیر تعریف می شود:

$$\tilde{f}_s^{(1)}(x) = \frac{\partial f_s^{(0)}}{\partial \varepsilon}\left[\mu_s(x) - \mu^{(0)}\right]. \qquad (۲-۴۶)$$

ضریب عدم تقارن اسپین حجمی به شکل زیر تعریف می‌شود[۳]:

$$\sigma_s = \frac{\sigma_0}{2}\left(1 - s\beta\right)^{-1}, \qquad (۲-۴۷)$$

که $\sigma_0\left(1-\beta^2\right)^{-1}$ رسانندگی بواسطه هر دو کانال اسپینی است. چگالی جریان الکتریکی اسپین قطبیده $j_z^{(e)}$ از چگالی جریان مغناطش، معادله (۲-۳۷) با جاگذاری مگنتون بور توسط بار الکترون بدست می‌آید

$$j_z^{(e)} = e\, j_z = \frac{e}{h^3}\int d^3 p\, v_x\, f_z\left(x,\mathbf{p}\right). \qquad (۲-۴۸)$$

با استفاده از معادله (۲-۳۴) می‌توان f_z را در معادله (۲-۴۶) بر حسب f_s بیان کنیم که در غیاب انباشت اسپینی حاصل می‌شود

$$j_z^{(e)} = \frac{e}{h^3}\int d^3 p\, v_x\, s\left(f_s - f_{-s}\right) = s(\sigma_s - \sigma_{-s})E_0. \qquad (۲-۴۹)$$

در نهایت با استفاده از رابطه (۲-۳۶) از معادله (۲-۴۹) چگالی جریان الکتریکی اسپین قطبیده شده طولی بدست می‌آید:

$$j_z^{(e)} = \frac{\beta E_0}{\left(1-\beta^2\right)\rho^*_F}, \qquad (۲-۵۰)$$

که $\rho_F^* = \sigma_0^{-1}$ مقاومت الکتریکی یک فرومغناطیس معرفی شده است[۳]. برای کبالت، ضریب $\beta \simeq 0.5$. بنابراین جریان الکتریکی قطبش اسپین توسط فرمول (۲-۵۰) پیش‌بینی می‌شود. که در ترکیب با چرخش مغناطش، جریان اسپین قطبیده طولی به صورت منبع انباشت اسپینی اطراف دیواره عمل می‌کند.

همانطور که در فصل قبل ذکر شد در تئوری مقاومت مغناطیسی بزرگ چند لایه‌های فرومغناطیس، انباشت اسپینی با حل کردن معادله پخش اسپینی با شرط مرزی در فصل مشترک بدست می‌آید. از مجموعه معادلات (۲-۳۰) تا (۲-۳۳) می‌توان معادلات پخش را برای مولفه‌های انباشت اسپینی

عرضی بدست آورد، که لازم است قبل از آن جمله‌های برخوردی $\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{coll}$ در این معادلات را تعیین کرد.

۲-۵-۲ محاسبه جمله‌های واهلش در معادلات

در ابتدا برای $i=z$ با استفاده از معادله (۲-۴۰) خواهیم داشت:

$$f_z = s\left(f_s - f_{-s}\right) \tag{۲-۵۱}$$

از معادله (۲-۴۰)، (۲-۵۱) به شکل زیر بیان می‌شود:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial f_z}{\partial t}\right) = s\left[-\frac{1}{T_s} f_s^{(1)}(x,\vec{p}) + \frac{1}{T_{-s}} f_{-s}^{(1)}(x,\vec{p})\right] \\ -\frac{2s}{\tau_{sf}}\left(\tilde{f}_s^{(1)} - \tilde{f}_{-s}^{(1)}\right)\end{aligned} \tag{۲-۵۲}$$

با استفاده از رابطه (۲-۳۶) دو جمله اول سمت راست معادله (۲-۵۲) به شکل زیر نمایش داده می‌شود

$$\begin{aligned}&-\frac{1}{T_s} f_s^{(1)}(x,\vec{p}) + \frac{1}{T_{-s}} f_{-s}^{(1)}(x,\vec{p}) \\ &= -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{-s}}\right) f_1^{(1)} - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{-s}}\right) f_z^{(1)}(x,\vec{p}) \\ &= -\frac{1}{2\tilde{T}} f_z^{(1)}(x,\vec{p})\end{aligned} \tag{۲-۵۳}$$

با استفاده از معادله‌های (۲-۴۲) و (۲-۳۳) و با فرض اینکه $\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_{-s}}$ و با استفاده از (۲-۵۲) خواهیم داشت:

$$\left(\frac{\partial f_z}{\partial t}\right)_{coll} = -\frac{1}{2\tilde{T}} f_z^{(1)}(x,\vec{p}) - \frac{2}{\tau_{sf}} \tilde{f}_z^{(1)}(x) \tag{۲-۵۴}$$

محاسبه جمله‌های برخوردی برای مولفه‌های عرضی به طور مجزا کاری است مشکل و در اینجا فرض می‌کنیم جمله‌های برخوردی برای مولفه‌های x و y نیز شکل یکسانی مانند f_z خواهند داشت. جمله‌های برخوردی برای مولفه‌های عرضی نیز به شکل معادله (۲-۵۴) نشان داده می‌شود.

۲-۶ معادلات پخش برای مؤلفه‌های انباشت اسپینی

معادلات حرکت برای مؤلفه‌های عرضی انباشت اسپینی s_x و s_y با انتگرال‌گیری در فضای تکانه از معادلات (۲-۳۱) و (۲-۳۲) به صورت زیر بدست می‌آیند:

$$D\frac{\partial s_x}{\partial x} = -\omega_e T j_y - \frac{j_x}{2} \ , \qquad (۲\text{-}۵۵)$$

$$D\frac{\partial s_y}{\partial x} = \omega_e T j_x - \frac{j_y}{2} \ , \qquad (۲\text{-}۵۶)$$

و با ضرب v_x و با انتگرال‌گیری در فضای تکانه از معادلات (۲-۳۱) و (۲-۳۲) یکسری دیگر از معادلات به صورت زیر بدست می‌آیند

$$\frac{\partial j_y}{\partial x} - \omega_e s_x + \frac{2 s_y}{\tau_{sf}} = \alpha\, j_z \ , \qquad (۲\text{-}۵۷)$$

$$\frac{\partial j_x}{\partial x} + \omega_e s_y + \frac{2 s_x}{\tau_{sf}} = 0 \ . \qquad (۲\text{-}۵۸)$$

از معادلات (۲-۵۴) تا (۲-۵۷) دو معادله زیر را بدست خواهیم آورد:

$$\frac{\partial}{\partial x} s_+ = -\frac{1}{2D}\left(1 + i\omega_e \tilde{T}\right) j_+ \qquad (۲\text{-}۵۹)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} j_+ = -\left(i2\omega_e + \frac{2}{\tau_{sf}}\right) s_+ + i\alpha\, j_z , \qquad (۲\text{-}۶۰)$$

که $j_+ = j_x + i j_y$ و $s_+ = s_x + i s_y$ هستند. از ترکیب روابط بالا داریم:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} s_+ = \frac{1}{l^2} s_+ - \frac{i\alpha}{2D}\left(1 + i\omega_e \tilde{T}\right) j_z . \qquad (۲\text{-}۶۱)$$

که $\frac{1}{l}=\sqrt{\frac{1}{2D}\left(1+i\omega_e\tilde{T}\right)\left(i2\omega_e+\frac{2}{\tau_{sf}}\right)}$ است.جواب عمومی رابطه (۲-۶۰)

$$s_+\left(x\right)=s_+^{(1)}\exp\left(\frac{x}{l}\right)+s_+^{(2)}\exp\left(-\frac{x}{l}\right)+\frac{2\alpha\left(1+i\xi\right)}{\omega_e\left(1+\xi\right)^2}j_z, \qquad (۶۲-۲)$$

که $\xi=\frac{4}{\omega_e\tau_{sf}}$ و $s_+^{(1)}$ و $s_+^{(2)}$ ثابت‌های انتگرال هستند که با شرایط مرزی تعیین می‌شوند.

فرض می‌کنیم انباشت اسپینی و جریان اسپینی در $|x|\to\infty$ صفر و در مرزهای دیواره $x=\pm\frac{d}{2}$ پیوسته هستند. نکته‌ای که باید در نظر گرفته شود اینست که در داخل دیواره (یعنی $-\frac{d}{2}\le x\le\frac{d}{2}$) $\theta'=\frac{d\theta}{dx}=\frac{\pi}{d}$ و در خارج دیواره($x<-\frac{d}{2}$ و $x>\frac{d}{2}$) $\theta'=0$ است. بنابراین معادله (۲-۶۲) به شکل زیر در می‌آید:

$$s_+\left(x\right)=\begin{cases} s_1\exp\left(\frac{x}{l}\right) & (x<-\frac{d}{2}) \\ s_2\exp\left(\frac{x}{l}\right)+s_3\exp\left(-\frac{x}{l}\right)+\frac{2\pi\left(1+i\xi\right)}{\omega_e d\left(1+\xi^2\right)}j_z & (-\frac{d}{2}\le x\le\frac{d}{2}) \\ s_4\exp\left(-\frac{x}{l}\right) & (x>\frac{d}{2}) \end{cases} \qquad (۶۳-۲)$$

ضرایب ثابت m_i توسط شرایط مرزی در $x=\pm\frac{d}{2}$ تعیین می‌شوند. از پیوستگی انباشت اسپینی در $x=\pm\frac{d}{2}$ خواهیم داشت:

$$s_1\exp\left(-\frac{d}{2l}\right)=s_2\exp\left(-\frac{d}{2l}\right)+s_3\exp\left(\frac{d}{2l}\right)+\frac{2\pi\left(1+i\xi\right)}{\omega_e d\left(1+\xi^2\right)}j_z, \qquad (۶۴-۲)$$

$$s_2\exp\left(\frac{d}{2l}\right)+s_3\exp\left(-\frac{d}{2l}\right)+\frac{2\pi\left(1+i\xi\right)}{\omega_e d\left(1+\xi^2\right)}j_z=s_4\exp\left(-\frac{d}{2l}\right). \qquad (۶۵-۲)$$

و به طور مشابه برای پیوستگی جریان اسپینی نیز خواهیم داشت:

$$s_1\exp\left(-\frac{d}{2l}\right)=s_2\exp\left(-\frac{d}{2l}\right)-s_3\exp\left(\frac{d}{2l}\right), \qquad (۶۶-۲)$$

$$s_2 \exp\left(\frac{d}{2l}\right) - s_3 \exp\left(-\frac{d}{2l}\right) = -s_4 \exp\left(-\frac{d}{2l}\right). \qquad (۶۷-۲)$$

با تعیین ضرایب ثابت انتگرال و با استفاده از روابط (۲-۶۳) تا (۲-۶۶) معادلات زیر برای انباشت اسپینی بدست می‌آیند:

۱. $x < -\frac{d}{2}$ (خارج دیواره)

$$s_+(x) = \frac{2\pi(1+i\xi)\, j_z}{\omega_e d\left(1+\xi^2\right)} \sinh\left(\frac{d}{2l}\right) \exp\left(\frac{x}{l}\right), \qquad (۶۷-۲)$$

۲. $-\frac{d}{2} \le x \le \frac{d}{2}$ (داخل دیواره)

$$s_+(x) = \frac{2\pi(1+i\xi)\, j_z}{\omega_e d\left(1+\xi^2\right)} \left[1 - \exp\left(\frac{-d}{2l}\right) \cosh\left(\frac{x}{l}\right)\right], \qquad (۶۸-۲)$$

۳. $x > \frac{d}{2}$ (خارج دیواره)

$$s_+(x) = \frac{2\pi(1+i\xi)\, j_z}{\omega_e d\left(1+\xi^2\right)} \sinh\left(\frac{d}{2l}\right) \exp\left(-\frac{x}{l}\right). \qquad (۶۹-۲)$$

که $\omega_e = -\frac{J}{\hbar}$ فرکانس تقدیم لارمور، T زمان واهلش تکانه، τ_{sf} زمان پراکندگی وارون‌گشت اسپینی و $D = v_F^2 T/3$ ثابت پخش است. در معادلات j_z جریان اسپین طولی رابطه (۲-۵۰) و j_e چگالی جریان الکتریکی هستند. از حل معادلات (۲-۶۸) انباشت اسپینی عرضی به صورت $s_x = \mathrm{Re}[s_+]$ و $s_y = \mathrm{Im}[s_+]$ حاصل خواهد شد. همانطور که در معادله (۲-۶۸) مشخص شده است، انباشت اسپینی عرضی را می‌توان به دو قسمت مستقل (بخش اول) و وابسته مکانی (بخش دوم) تجزیه کرد.

۲-۷ مقاومت الکتریکی بواسطه دیواره حوزه

مقاومت اضافی بواسطه دیواره توسط محاسبه افت ولتاژ اضافی ΔV_I از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\Delta V_I = -\int_{-\infty}^{\infty} dx\left[F(x) - E_0\right]. \qquad (۲-۷۰)$$

میدان الکتریکی اضافی، $F(x) - E_0$ برحسب گرادیان $\Delta\mu(x)$ می‌تواند بیان شود. با استفاده از معادله (۲-۴۵) چگالی جریان الکتریکی در کانال s به صورت زیر بیان می‌شود (پیوست ب)

$$j_s^{(e)} = \sigma_s\left(F(x) + \frac{s}{e}\frac{\partial\Delta\mu(x)}{\partial x}\right). \qquad (۲-۷۱)$$

چگالی جریان الکتریکی کل از این رابطه بدست می‌آید:

$$j^{(e)} = \left(\sigma_+ + \sigma_-\right)F(x) + \frac{1}{e}\left(\sigma_+ + \sigma_-\right)\frac{\partial\Delta\mu(x)}{\partial x}. \qquad (۲-۷۲)$$

در صورتی که $x \to \infty$ و $F(x) \to E_0$، انباشت اسپینی به صفر کاهش می‌یابد مانند موردی که از دیواره دور می‌شویم. در این حالت خواهیم داشت:

$$j^{(e)} = \left(\sigma_+ + \sigma_-\right)E_0. \qquad (۲-۷۳)$$

نکته‌ای که وجود دارد این‌است که $j^{(e)}$ مستقل از x است، از (۲-۷۲) و (۲-۷۳) با استفاده از (۲-۴۷) خواهیم داشت:

$$F(x) - E_0 = \frac{\beta}{e}\frac{\partial\Delta\mu(x)}{\partial x}. \qquad (۲-۷۴)$$

این رابطه در چهارچوب آزمایشگاهی درمرجع[۳] نیز استخراج شده است که همچنین می‌تواند برای محاسبه افت ولتاژ اضافی در چهارچوب چرخشی بکار گرفته شود، البته به شرطی که رفتار سمت راست رابطه (۲-۷۴) در چهارچوب چرخشی به طور دقیق مشخص شود. در ابتدا، در چهارچوب چرخشی پارامتر عدم تقارن رسانندگی مستقل از x است. دوم اینکه گرادیان $\Delta\mu(x)$ در سمت راست رابطه (۲-۷۴) باید به چهارچوب چرخشی تبدیل شود قبل از اینکه در انتگرال (۲-۷۰) قرار گیرد. که در پیوست این کمیت در چهارچوب چرخشی محاسبه شده است.

$$\left(\frac{\partial \Delta\mu(x)}{\partial x}\right)_{\chi} = -\frac{2\varepsilon_F}{3n}\left(\frac{\partial s_z(x)}{\partial x} + \alpha(x) s_y(x)\right). \qquad (۲-۷۵)$$

به دلیل اینکه از چگالی اسپین در جهت z در مقایسه با چگالی اسپین‌های موضعی صرفنظر کردیم، جمله اول سمت راست رابطه (۲-۷۵) صفر است. پس:

$$\begin{aligned} \Delta V_I &= -\frac{\beta}{e}\int_{-\infty}^{\infty} dx \left(\frac{\partial \Delta\mu}{\partial x}\right)_{\chi} \\ &= \frac{2\varepsilon_F \beta}{3ne}\int_{-\infty}^{\infty} dx \alpha(x) s_y(x). \end{aligned} \qquad (۲-۷۶)$$

در نهایت مقاومت الکتریکی اضافی در واحد سطح بواسطه دیواره به شکل زیر بدست می‌آید:

$$r_w = \frac{\Delta V_I}{j(e)} \qquad (۲-۷۸)$$

برای محاسبه چگالی جریان اسپینی طولی در رابطه (۲-۶۸)، با استفاده از (۲-۴۷) و (۲-۷۳) میدان الکتریکی E_0 را بر حسب چگالی جریان الکتریکی بیان می‌کنیم:

$$E_0 = \rho_F^*\left(1-\beta^2\right) j^{(e)}. \qquad (۲-۷۹)$$

فصل ۳

تاثیر برهمکنش راشبا بر انباشت اسپینی

در دیواره حوزه نانو سیم

۳-۱ مقدمه

در کنار اثر دیوارهٔ مغناطیسی، اثرات کوانتومی همچون برهمکنش اسپین-مدار بخصوص در سیستم‌های یک بعدی (نانوسیم) می‌توانند اثرات جدی در نرخ واهلش اسپینی داشته باشند. پراکندگی‌های وابسته به اسپین که از طریق برهمکنش‌های اسپین-مدار ایجاد می‌شود باعث متفاوت شدن جریان در دو کانال اسپینی می‌گردد و در نتیجه مقاوت مغناطیسی سیستم را تغییر دهد.

برهمکنش اسپین-مدار راشبا [۶۲] که در اثر از بین رفتن تقارن ساختاری در ساختارهای نامتجانس یا سطوح یا اعمال میدان الکتریکی خارجی ایجاد می‌شود، همانند یک میدان مغناطیسی مؤثر عمل می‌کند. حرکت تقدیمی اسپینی وابسته به برهمکنش راشبا باعث شد تا داتا[۷۳] و داس[۷۴] ترانزیسیتور اسپینی را معرفی کنند [۶۳]. پس از آن، این ترازیستور علاقه‌مندی‌های زیادی را در ترابرد اسپینی در سیستم‌های مزوسکوپیک ایجاد نمود.

اثر برهمکنش راشبا بر روی مقاومت مغناطیسی یک نانوسیم تک دیواره از طریق ایجاد پراکندگی بین حالت‌های $\vec{k}$ متعلق به نوارهای اسپینی دیواره بررسی شده است[۶۴]. با توجه به اهمیت این برهمکنش و همچنین توانایی کنترلِ بزرگی و جهت انباشت اسپینی از طریق قدرت برهمکنش راشبا[۶۳]، در این قسمت به بررسی تاثیر برهمکنش راشبا از طریق میدان موثر آن بر روی انباشت اسپینی در نانوسیم با دیواره حوزه از نوع بلاخ می‌پردازیم.

[73] Datta

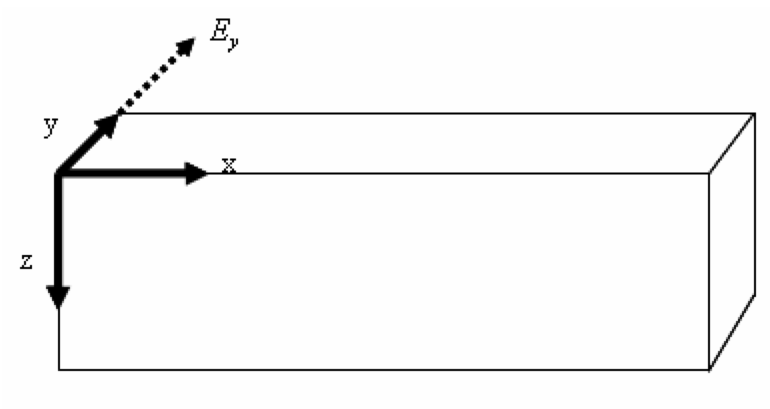
[74] Das

۳-۲ مدل

سیم نازک را مطابق شکل (۲-۱) در نظر می‌گیریم. هامیلتونین این سیستم مغناطیسی در حضور برهمکنش اسپین-مدار راشبا به صورت زیر بیان می‌شود:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + H_{sf} + H^R + H^{(s)} + eV(X) \qquad (۱-۳)$$

$H_{sf} = J_{sd}\hat{\sigma}\cdot\hat{M}(X)$ نشان دهندهٔ برهمکنش s-f تبادلی بین اسپین الکترون رسانش و ممان دو قطبی اسپین‌های جایگزیده است که J_{sd} قدرت برهمکنش تبادلی، $\hat{\sigma}$ عملگر اسپین پائولی و $\hat{M}(x)$ نشان دهندهٔ جهت مغناطش موضعی است. جمله $H^{(s)}$ پراکندگی توسط ناخالصی‌ها، فونون‌ها و مگنون‌ها را بیان می‌کند که مسئول جمله‌های واهلش در معادلات جنبشی است. جمله آخر در هامیلتونی، برهمکنش با میدان الکتریکی $E_0 = -\frac{\partial V}{\partial X}$ را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۱: طرحی از یک نانو سیم با جهت میدان الکتریکی راشبا

هامیلتونین ناشی از برهمکنش اسپین-مدار راشبا در رابطه (۳-۱) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\begin{aligned} H^R &= \frac{\alpha_R}{\hbar}\hat{\sigma}\times\vec{p}\cdot\hat{y} \\ &= -i\alpha_R\left(\hat{\sigma}_z\frac{\partial}{\partial x} - \hat{\sigma}_x\frac{\partial}{\partial z}\right) \end{aligned} \qquad (۲-۳)$$

که در آن، α_R قدرت برهمکنش راشبا، $\vec{p}$ تکانۀ الکترون و $\hat{y}$ جهت میدان الکتریکی القائی به دلیل عدم تقارن ساختاری موجود در سطوح بلوری است (شکل ۳-۱). به دلیل بررسی ترابرد الکترون در یک بعد جمله دوم سمت راست رابطه (۳-۲) صفر فرض شده است.

با استفاده از روش اشاره شده در بخش قبل، برای یک دیواره حوزه خطی از نوع بلاخ، معادلات پخش انباشت اسپینی را در حضور برهمکنش راشبا محاسبه می‌کنیم. در این حالت نیز مانند بخش (۲-۲)، تابعیت خطی برای دیواره حوزه به شکل (۲-۲) در نظر گرفته‌ایم که در آن $\theta(x)=\frac{\pi}{d}\left(x-\frac{d}{2}\right)$ زاویه مغناطش موضعی با راستای z است و d طول دیواره حوزه است.

۳-۳ هامیلتونی دیواره حوزه خطی در دستگاه مختصات چرخشی

به منظور انتخاب یک محور کوانتش یکتا ممان‌های موضعی در دیواره حوزه را طوری چرخش می‌دهیم که همه ممان‌ها در راستای z قرار گیرند. بدین منظور از عملگر چرخشی معرفی شده $\hat{R}_\theta=\exp\left[-\frac{i}{2}\theta(x)\hat{\sigma}_x\right]$ استفاده می‌کنیم. تحت این عملگر چرخشی، هامیلتونی سیستم در دستگاه مختصات چرخشی به صورت زیر در می‌آید:

$$H_\theta=\frac{p^2}{2m}-\frac{\hbar\pi}{2m\ d}\,\hat{\sigma}_x\cdot\vec{p}_x+J_{sd}\hat{\sigma}_z+H_\theta{}^R+H_\theta{}^{(s)}+eV(x) \tag{۳-۳}$$

که $H_\theta{}^R$ هامیلتونین بر همکنش راشبا در چهارچوب چرخشی است و به شکل زیر بیان می‌شود:

$$H_\theta{}^R=i\alpha\left\{\frac{\theta'}{2}\left(\sin\theta\hat{\sigma}_z-\cos\theta\hat{\sigma}_y\right)-\left(\cos\theta\hat{\sigma}_z+\sin\theta\hat{\sigma}_y\right)\frac{\partial}{\partial x}\right\} \tag{۴-۳}$$

۳-۴ معادله جنبشی در فضای ویگنر در محاسبه انباشت اسپینی

با فرض $\alpha = d\theta/dx \ll 2\pi/\lambda_F$، یعنی؛ تغییر آهسته جهت ممان‌های موضعی نسبت به طول موج فرمی، از مرتبه‌های بالاتر α صرفنظر کرده‌ایم. با در نظر گرفتن فضای ویگنر، معادله حرکت هایزنبرگ برای $\mathbf{H}_\chi$ و تابع ویگنر $\hat{F}(x,p)$ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \hat{F}}{\partial t} &= -v_x \frac{\partial \hat{F}}{\partial x} + \frac{i}{2m} p_x \theta' \left[\hat{\sigma}_x, \hat{F}\right] + \frac{\hbar}{2m}\theta' \hat{\sigma}_x \frac{\partial \hat{F}}{\partial x} - \frac{\hbar}{2m}\theta' \left[\hat{\sigma}_x, \frac{\partial \hat{F}}{\partial x}\right] \\ &+ \frac{i}{\hbar} J_{sd} \left[\hat{F}, \hat{\sigma}_z\right] - \frac{\alpha_R \theta'}{2\hbar}\left\{\sin\theta\left[\hat{F}, \hat{\sigma}_z\right] - \cos\theta\left[\hat{F}, \hat{\sigma}_y\right]\right\} - eE_0 \frac{\partial \hat{F}}{\partial P_x} + \left(\frac{\partial \hat{F}}{\partial t}\right)_{coll}\end{aligned} \qquad (۳-۵)$$

با قرار دادن(۲-۲۹)در رابطه(۳-۵)، معادلات بولتزمن به صورت زیر بدست می‌آیند:

$$v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\hbar\theta'}{2m}\frac{\partial g_x}{\partial x} + ev_x E_0 \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + \frac{\alpha_R}{\hbar}\left\{\cos\theta \frac{\partial g_z}{\partial x} + \sin\theta \frac{\partial g_y}{\partial x}\right\} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}, \qquad (۳-۶)$$

$$\begin{aligned} & v_x \frac{\partial g_x}{\partial x} + \frac{\hbar\alpha}{2m}\frac{\partial f}{\partial x} + \omega_e g_y + \frac{\alpha_R}{\hbar}\left\{ i\theta' \sin\theta g_y + i\theta' \cos\theta g_z + \frac{2mv_x}{\hbar}\cos\theta g_y \right. \\ & \left. -i\cos\theta \frac{\partial g_y}{\partial x} - \frac{2mv_x}{\hbar}\sin\theta g_z + i\sin\theta \frac{\partial g_z}{\partial x}\right\} + ev_x E_0 \frac{\partial g_x}{\partial \varepsilon} = \left(\frac{\partial g_x}{\partial t}\right)_{coll}, \end{aligned} \qquad (۳-۷)$$

$$\begin{aligned} & v_x \frac{\partial g_y}{\partial x} + \frac{i\hbar\theta'}{2m}\frac{\partial g_z}{\partial x} - v_x \alpha g_z + \frac{\alpha_R}{\hbar}\left\{ -i\theta' \sin\theta g_x - \frac{2mv_x}{\hbar}\cos\theta g_x \right. \\ & \left. +i\cos\theta \frac{\partial g_x}{\partial x} + \sin\theta \frac{\partial f}{\partial x}\right\} + ev_x E_0 \frac{\partial g_y}{\partial \varepsilon} - \omega_e g_x = \left(\frac{\partial g_y}{\partial t}\right)_{coll}. \end{aligned} \qquad (۳-۸)$$

$$\begin{aligned} & v_x \frac{\partial g_z}{\partial x} + \frac{i\hbar\theta'}{2m}\frac{\partial g_y}{\partial x} - v_x \theta' g_y + \frac{\alpha_R}{\hbar}\left\{ -i\theta' \cos\theta g_x + \frac{2mv_x}{\hbar}\sin\theta g_x \right. \\ & \left. -i\sin\theta \frac{\partial g_x}{\partial x} + \cos\theta \frac{\partial f}{\partial x}\right\} + ev_x E_0 \frac{\partial g_z}{\partial \varepsilon} = \left(\frac{\partial g_z}{\partial t}\right)_{coll}, \end{aligned} \qquad (۳-۹)$$

در معادلات بالا سیستم را درحالت پایا در نظر گرفته یعنی $\partial f_i/\partial t$ برابر صفر است. جمله‌های برخوردی در معادلات (۳-۶)- (۳-۹) از رابطه (۲-۵۴) تبعیت می‌کند. با توجه به ضعیف بودن برهمکنش‌های راشبا می‌توان از تغییرات انباشت اسپینی طولی نسبت به چگالی ممان‌های جایگزیده صرفنظر کرد. همانند بخش قبل به بررسی انباشت اسپینی عرضی پرداخته‌ایم.

۳-۴-۱ معادلات پخش برای مؤلفه‌های انباشت اسپینی در حضور برهمکنش راشبا

معادلات حرکت برای مؤلفه‌های عرضی انباشت اسپینی s_x و s_y با انتگرال‌گیری در فضای تکانه از معادلات (۳-۷) و (۳-۸) به صورت زیر بدست می‌آیند:

$$\frac{D}{\tilde{T}}\frac{\partial s_x}{\partial x}+\omega_e j_y+\frac{\alpha_R}{\hbar}\left\{i\theta'\sin\theta j_y+\frac{2mD}{\hbar\tilde{T}}\cos\theta s_y-i\cos\theta\frac{\partial j_y}{\partial x}+i\theta'\cos\theta j_z\right\}+\frac{1}{2\tilde{T}}j_x=0\ , \quad (۳-۱۰)$$

$$-\frac{D}{T}\frac{\partial s_y}{\partial x}+\omega_e j_x-\frac{\alpha_R}{\hbar}\left\{-i\theta'\sin\theta\, j_x-\frac{2mD}{\hbar\tilde{T}}\cos\theta s_x+i\cos\theta\frac{\partial j_x}{\partial x}\right\}-\frac{j_y}{2}=0\ , \quad (۳-۱۱)$$

و با ضرب v_x و با انتگرال‌گیری در فضای تکانه از معادلات (۳-۷) و (۳-۸) یکسری دیگر از معادلات به صورت زیر بدست می‌آیند:

$$\frac{\partial j_y}{\partial x}-\omega_e s_x+\frac{\alpha_R}{\hbar}\left\{-i\theta'\sin\theta s_x-\frac{2m}{\hbar}\cos\theta j_x-i\cos\theta\frac{\partial s_x}{\partial x}\right\}+\frac{2s_y}{\tau_{sf}}-\theta' j_z\ =0, \quad (۳-۱۲)$$

$$\frac{\partial j_x}{\partial x}+\omega_e s_y+\frac{\alpha_R}{\hbar}\left\{i\theta'\sin\theta s_y+\frac{2m}{\hbar}\cos\theta j_y-i\cos\theta\frac{\partial s_y}{\partial x}+\frac{2m}{\hbar}\sin\theta j_z\right\}+\frac{2s_x}{\tau_{sf}}=0\ . \quad (۳-۱۳)$$

که $\omega_e=-J/\hbar$ فرکانس تقدیم لارمور، $\hat{T}$ زمان واهلش تکانه، τ_{sf}زمان پراکندگی وارون‌گشت اسپینی و $D=v_F^2\hat{T}/3$ ثابت پخش است. j_e چگالی جریان الکتریکی است. معادلات بالا برای $d>>l_{mfp}$ معتبر است که $l_{mfp}=v_F\hat{T}$ مسیر آزاد میانگین الکترون‌های رسانش است. جریان اسپین طولی، j_z با فرض ثابت بودن چگالی اسپینی در جهت z از رابطه (۲-۵۰) تبعیت می‌کند.

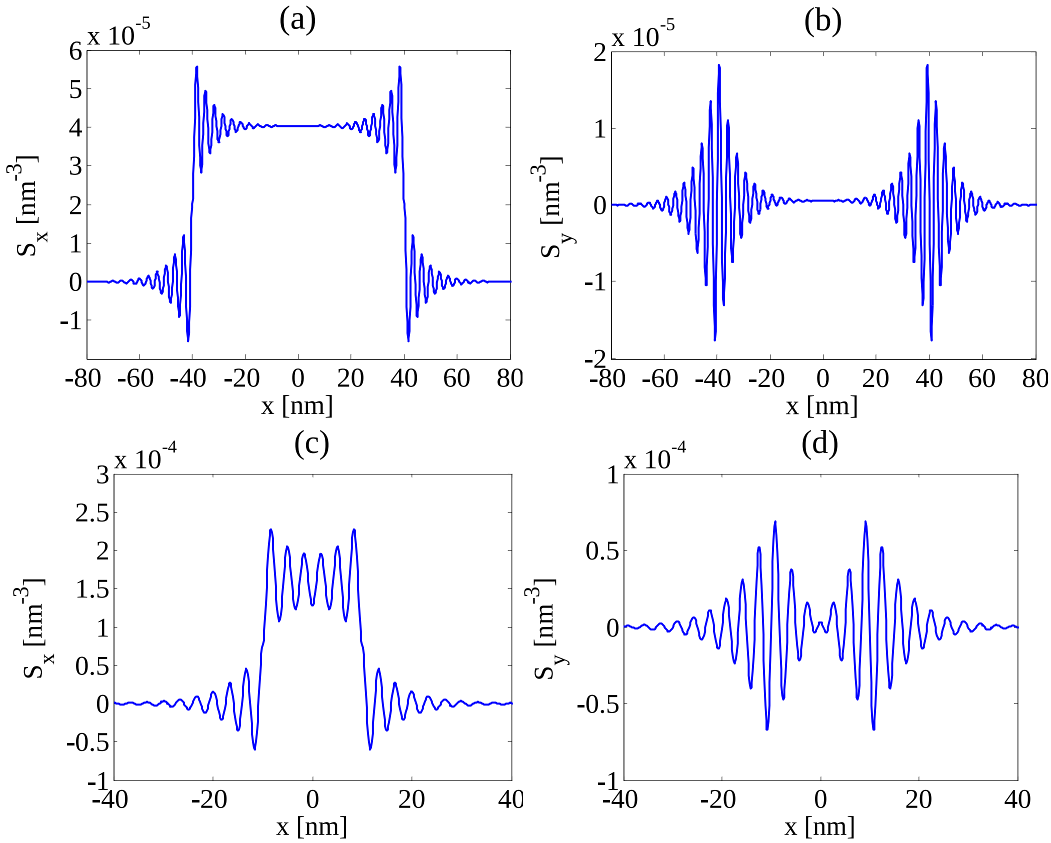
پس از محاسبه مولفه‌های انباشت اسپینی از معادلات (۳-۱۰)- (۳-۱۳)، افت ولتاژ و مقاومت اضافی بواسطه انباشت اسپینی واحد سطح در یک دیواره حوزه، تحت جریان الکتریکی کل $j^{(e)}$ از معادله (۲-۷۶) و (۲-۷۸) بدست می‌آید.

۳-۵ بررسی نتایج عددی از حل معادلات پخش انباشت اسپینی عرضی در غیاب برهمکنش راشبا

همانطور که در فصل ۱ اشاره شد با عبور جریان الکتریکی از فصل مشترک بین فلزات فرومغناطیس و غیرمغناطیسی، ترابرد در هر یک از کانالهای اسپینی ↑ و ↓ متفاوت خواهد شد که باعث می‌شود در ناحیهٔ غیرمغناطیسی، مغناطش غیر تعادلی δM ایجاد شود. با عبور جریان الکتریکی از فرومغناطیس شامل دیواره حوزه، دیواره نیز همانند لایه غیرمغناطیسی جداکننده دو فرومغناطیس عمل می‌کند، از اینرو می‌تواند اثرات مقاومت مغناطیسی، شبیه به اثر «مقاومت مغناطیسی بزرگ» و همچنین انباشت اسپینی مشاهده شده در چند لایه‌ها را از خود نشان دهد. نقش پراکندگی و اهمیت پراکندگی‌های وارون‌گشت اسپینی در مقاومت الکتریکی سیستم شامل دیواره حوزه در کار لوی و ژانگ مطالعه شده است[۵۵]. دیواره حوزه از راه دیگری نیز تاثیر خود را بر روی مقاومت الکتریکی سیستم آشکار می‌کند و آن در صورتی است که ضخامت دیواره حوزه کوچکتر از مسافت واهلش اسپینی باشد که در این صورت در نظر گرفتن پدیده انباشت اسپینی اجتناب ناپذیر خواهد بود. در واقع می‌توان گفت نوع سمت‌گیری ممان‌های جایگزیده در دیواره باعث عدم تقارن کانالهای اسپینی و در نهایت موجب انباشت اسپینی در دیواره می‌شود. اثر انباشت اسپینی نیز به عنوان یکی از عامل‌های افزایش دهندهٔ مقاومت دیواره حوزه بوده و به میزان قابل ملاحظه‌ای می‌تواند مقاومت الکتریکی سیستم شامل این دیواره را افزایش دهد[۷].

در این پایان‌نامه، محاسبات را برای یک سیم نازک از نوع کبالت انجام دادیم و پارامترهای مورد استفاده برای این سیستم عبارتند از: $\omega_e = 1.5\times10^{15}\, s^{-1}$، $\tau_{sf} = 10^{-4}\, s$، $l_{mfp} = 3.0\, nm$، $\beta = 0.5$، $v_F \approx 1.4\times10^{8}\,\frac{cm}{s}$ و $\varepsilon_F = \frac{1}{2}mv^2_F$[۵۸]. از آنجائیکه محاسبه زمان واهلش اسپینی عرضی الکترون‌های رسانش در دیواره حوزه، τ، میسر نیست فرض می‌کنیم $\tau = \tau_{sf}$. τ می‌تواند از زمان τ_{sf}

کمتر باشد که این موضوع به علت قوی بودن میدان تبادلی و ایجاد فرکانس تقدیمی بزرگ بواسطه این میدان است که منجر به کاهش زمان واهلش اسپین می‌شود.



شکل ۳-۲: انباشت اسپینی s_x و s_y برحسب مکان برای دیواره حوزه با ضخامت ۸۰ نانومتر (a-b) و ۲۰ نانومتر (c-d).

مولفه‌های چگالی انباشت اسپینی الکترون‌های رسانش در چهارچوب چرخشی بواسطه گشتاور نیرویی متناسب با گرادیان زاویه چرخش، از معادلات بلاخ پیروی می‌کنند. این گشتاور در معادله جنبشی حضور دارد پس عملگر چرخشی با عملگر انرژی جنبشی جابجا نشده و همانطور که در معادله (۲-۴) مشاهده می‌شود، آنها پاسخگوی «ناجهت‌مندی» و انباشت اسپینی اطراف دیواره حوزه هستند. بنابراین می‌توان گفت که چرخش ممان‌های موضعی در دیواره منشأ انباشت اسپینی است.

محور z در چهارچوب چرخشی در جهت ممان‌های جایگزیده انتخاب شده است و همانطور که ذکر شد می‌توان از تغییرات چگالی قطبش اسپینی دراین راستا در مقایسه با چگالی ممان‌های جایگزیده

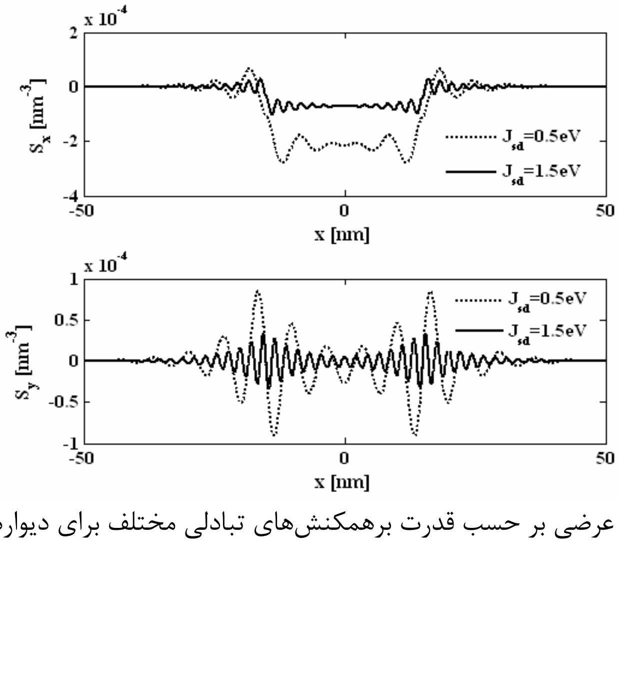
صرفنظر کرده پس تنها به بررسی مولفه‌های عرضی انباشت اسپینی می‌پردازیم. انباشت اسپینی عرضی با استفاده از حل معادله (۲-۶۸) برای دیواره با ضخامت‌های مختلف بدست آمده است. میدان تبادلی که در چهارچوب چرخشی در جهت Z است باعث جفت‌شدگی اسپین الکترونهای رسانش و ممان‌های جایگزیده شده و در نهایت نوسانات انباشت اسپینی با فرکانس ω_e حول محور z را سبب می‌شود. شکل (۳-۲) نوسانات انباشت اسپینی عرضی را برای دو دیواره مغناطیس با ضخامت‌های ۸۰ و ۲۰ نشان می‌دهد.

در حالتی که دیواره حوزه بین دو ناحیه فرومغناطیس، بلند است و به عبارتی میزان تغییر جهت مغناطش موضعی در واحد طول اندک است، اسپین الکترونهای رسانش در گذار از درون دیواره انحراف کوچکی از مغناطش موضعی احساس می‌کند. بنابراین انتظار می‌رود در ضخامت‌های بیشتر شاهد انباشت اسپینی ضعیفی در مقایسه با دیواره‌های نازک باشیم که این به معنی ترابرد آدیاباتیک الکترون است. در واقع آدیاباتیک یا غیرآدیاباتیک بودن ترابرد الکترون، خود را همچنین از طریق میزان انباشت اسپینی در ضخامت‌های مختلف دیواره حوزه نمایان می‌کند. در صورتی که دیواره حوزه بین دو ناحیه فرومغناطیس طولانی باشد یا به عبارتی میزان تغییر جهت مغناطش موضعی در واحد طول اندک باشد، در این حالت الکترون رسانش می‌تواند در طول مدت زمان حرکت در درون دیواره حوزه به صورت آدیاباتیک جهت اسپینی خود را در راستای مغناطش موضعی قرار گیرد[۴۹] و به این ترتیب انباشت اسپینی حاصل از دیواره به مقدار صفر تنزل کند. اما در صورتی که ضخامت دیواره کم باشد و اسپین الکترون رسانش در گذر از درون دیواره کاملاً در راستای مغناطش موضعی قرار نگیرد، پدیده انباشت اسپینی بزرگی خواهیم داشت. این مطلب را می‌توان به صورت نظری با رابطه (۲-۶۷) نیز توجیه کرد. انباشت اسپینی طبق این رابطه از دو قسمت مستقل (جمله اول) و وابسته به مکان (جمله دوم) تشکیل شده است و همانطور که از این رابطه انتظار می‌رود و در شکل (۳-۲) مشاهده می‌شود برای دیواره‌های ضخیم بجز در مرزهای دیواره، $x=\pm\frac{d}{2}$، انباشت اسپینی عرضی در داخل دیواره

تقریبا مستقل از موقعیت مکانی است در حالیکه برای دیواره‌ای با ضخامت کم، انباشت اسپینی عرضی در داخل دیواره رفتار نوسانی داشته و از تغییرات آن نمی‌توان چشم‌پوشی کرد.

همان طور که در هامیلتونین چهارچوب چرخشی دیده شد، رابطه (۲-۴)، جمله اختلالی ناشی از چرخش دیواره تنها به راستای x وابسته است، پس انتظار می‌رود که انباشت اسپینی عرضی در جهت x بیشتر از جهت y باشد که در شکل (۳-۲) ملاحظه می‌شود. میانگین انباشت اسپینی در جهت y بدلیل تقارن ممان‌های جایگزیده در این جهت، صفر است. نتایج شکل (۳-۲) در توافق با مرجع[۶۵] است.

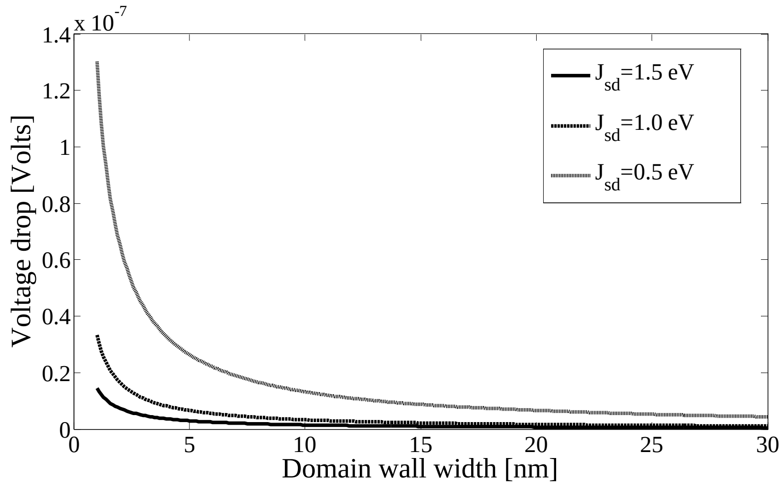
رفتار انباشت اسپینی عرضی بر حسب قدرت‌های برهمکنش تبادلی $J_{sd}=0.5eV$ و $J_{sd}=1.5eV$ در شکل(۳-۳) نشان داده شده است که تقریباً در مکانیسم یکسانی با شکل (۳-۲) عمل می‌کند. در قدرت‌های برهمکنش تبادلی زیاد، جمله اختلالی عبارت دوم در رابطه (۲-۱۱) در مقایسه با عبارت تبادلی بسیار ناچیز شده و با ترابرد آدیاباتیک روبرو خواهیم بود، یعنی؛ افزایش قدرت برهمکنش تبادلی باعث قفل شدن جهت اسپینی الکترونهای رسانش در جهت ممان‌های موضعی می‌شود که این موضوع با کاهش پراکندگی جریان قطبش اسپینی و در نتیجه انباشت اسپینی عرضی همراه است.



شکل ۳- ۳ : انباشت اسپینی عرضی بر حسب قدرت برهمکنش‌های تبادلی مختلف برای دیواره با ضخامت ۳۰ نانو متر

۳-۵-۱ افت ولتاژ و مقاوت اضافی حاصل از انباشت اسپینی در دیواره

سیلسبی، انباشت اسپینی حاصل از ترابرد الکترون از فصل مشترک بین فلزات فرومغناطیس و غیرمغناطیسی را به صورت افت ولتاژ و مقاومت الکتریکی فصل مشترک آشکارسازی کرد. در اینجا نیز

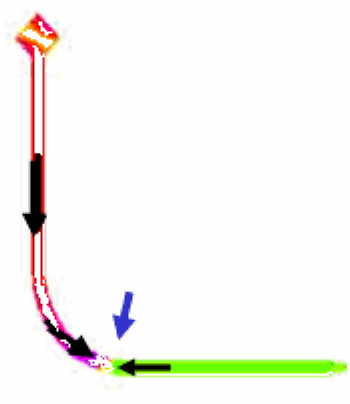


شکل ۳-۴: افت ولتاژ حاصل از انباشت اسپین بر حسب ضخامت دیواره به ازای مقادیر مختلف J_{sd}.

می‌توان سهم انباشت اسپینی را بر مقاومت الکتریکی و افت ولتاژ دیواره بررسی نمود. پس از مطالعه و محاسبه انباشت اسپینی به بررسی افت ولتاژ و مقاومت الکتریکی اضافی حاصل از انباشت اسپینی که با استفاده از انتگرال‌گیری مولفه y انباشت اسپینی در بازه x بدست می‌آید (رابطه۲-۷۵) می‌پردازیم. رفتار افت ولتاژ بر حسب ضخامت دیواره در شکل (۳-۴) نشان داده شده است که برای سه مقدار مختلف J_{sd} محاسبه شده است. همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش ضخامت دیواره و نزدیک شدن به ترابرد آدیاباتیک (شکل۳-۲)، شاهد کاهش مقدار انباشت اسپینی و در نتیجه کاهش مقدار افت ولتاژ اضافی خواهیم بود. همچنین همانطور که شکل (۳-۴) نشان می‌دهد، با افزایش قدرت برهمکنش تبادلی، افت ولتاژ برحسب ضخامت دیواره کاهش می‌یابد، که به علت کاهش انباشت اسپینی با افزایش قدرت برهمکنش تبادلی است چنانچه در شکل (۳-۳) ملاحظه شد.

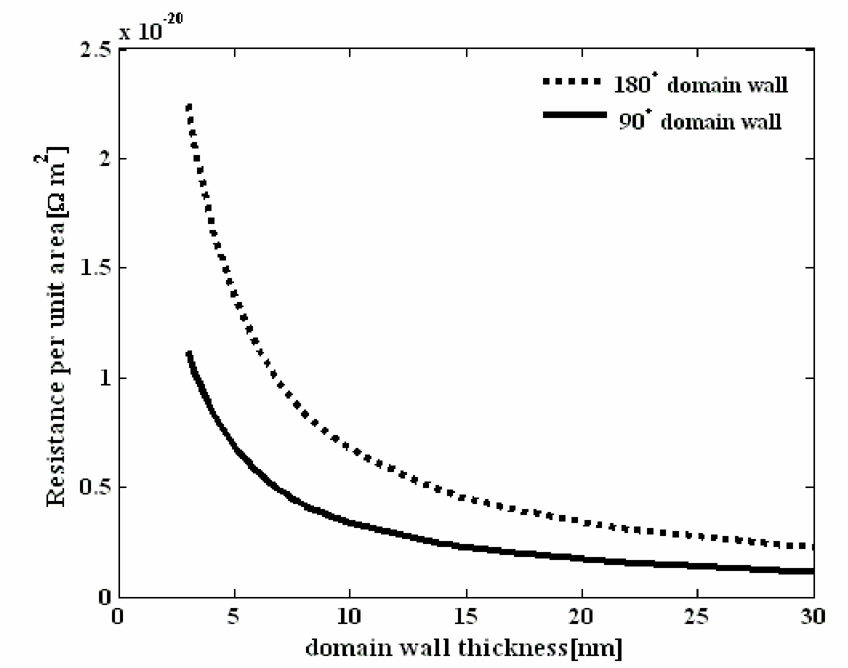
با استفاده از رابطه (۲-۷۷) می‌توان مقاومت در واحد سطح حاصل از انباشت اسپینی در دیواره حوزه را محاسبه کرد. براحتی می‌توان دید که این مقاومت برای یک سیم کبالت شامل یک دیواره بلاخ ۱۵ نانومتری از مرتبه Ωm^2 ${}^{-۲۰}$۱۰ است.

دیواره‌های حوزه را به دو دسته تقسیم می‌کنند: $^\circ$۱۸۰ و غیر $^\circ$۱۸۰. یکی از انواع دیواره‌های حوزه غیر $^\circ$۱۸۰، دیواره $^\circ$۹۰ است که در شکل (۳-۵) نشان داده شده است. در دیواره‌های $^\circ$۱۸۰ همانطور که در شکل (۲-۱) نشان داده شد، گشتاورهای مغناطیسی در دو طرف دیواره نسبت به هم با زاویه $^\circ$۱۸۰ قرار می‌گیرند ولی در دیواره $^\circ$۹۰ گشتاورها در دو طرف دیواره نسبت به هم با زاویه $^\circ$۹۰ قرار می‌گیرند.



شکل ۳-۵: دیواره حوزه $^\circ$۹۰

می‌خواهیم مقایسه‌ای بین رفتار مقاومت الکتریکی بر حسب ضخامت دیواره برای دو نوع دیواره حوزه $^\circ$۹۰ و $^\circ$۱۸۰ در سیم نازک کبالت انجام دهیم. در بررسی چرخش ممان‌ها در دو نوع دیواره، ضخامت دیواره‌ها را یکسان در نظر می‌گیریم.



شکل ۳-۶: مقاومت الکتریکی حاصل از انباشت اسپینی بر حسب ضخامت دیواره
برای دیواره حوزه °۹۰ و°۱۸۰.

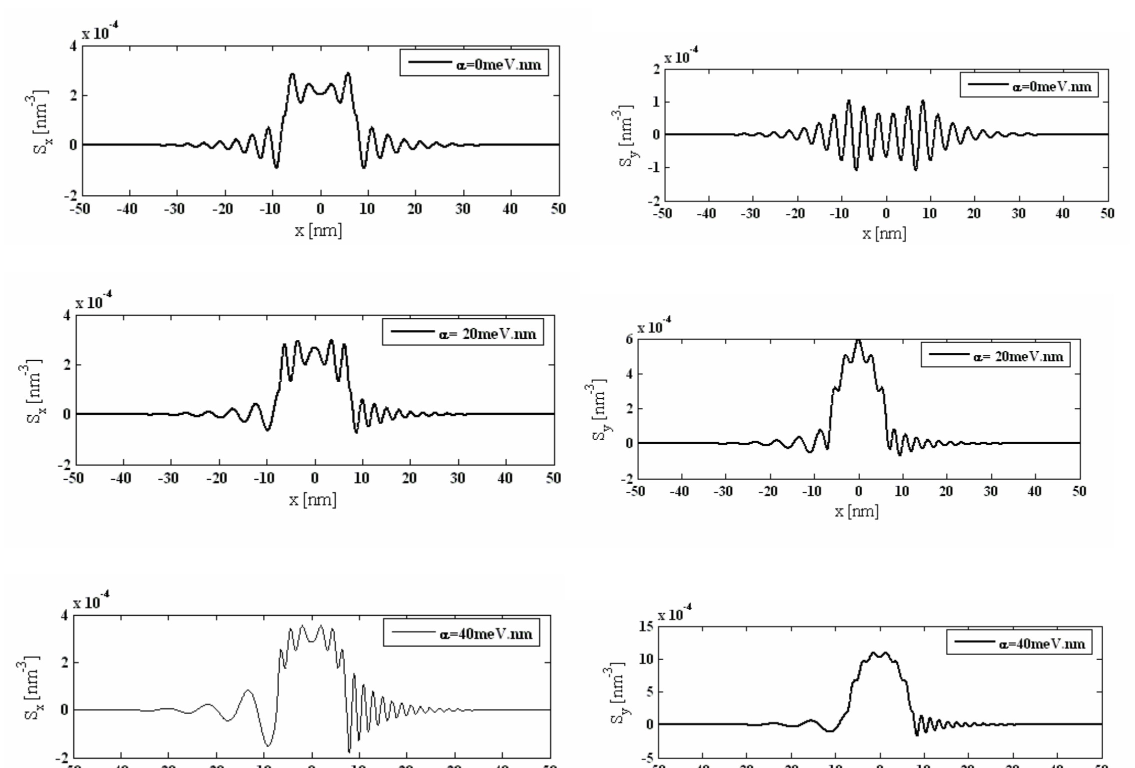
برای دیواره °۱۸۰، تغییرات زاویه‌ای ممانها $\theta'=\frac{d\theta}{dx}=\frac{\pi}{d}$ و برای دیواره °۹۰ این مقدار، $\theta'=\frac{d\theta}{dx}=\frac{\pi}{2d}$ است. بنابراین هر چه‌قدر تغییرات زاویه مغناطش موضعی در دیواره، θ'، برای طول و تعداد اتم‌های یکسان، کوچک‌تر باشد حرکت الکترون‌ها به حالت آدیاباتیک نزدیک‌تر می‌شود و «ناجهت‌مندی» کاهش می‌یابد و شاهد انباشت اسپینی کمتری خواهیم بود. به این ترتیب همانطور که شکل (۳-۶) نشان می‌دهد، هر چه زاویه محدود کننده گشتاورهای مغناطیسی در دو طرف دیواره بیشتر باشد، شاهد مقاومت الکتریکی اضافی بیشتری خواهیم بود.

نتایج بدست آمده در رژیم پخشی است و همانطور که ملاحظه شد، سهم انباشت اسپینی در مقاومت دیواره حوزه کوچک است. در قسمت بعدی نتایج بدست آمده از حضور برهمکنش اسپین-مدار از نوع راشبا را بر روی انباشت اسپینی که از معادلات (۳-۱۳)-(۳-۱۰) نتیجه شده است را ارائه می‌دهیم. همچنین تاثیر این برهمکنش را در اندازه و رفتار مقاومت الکتریکی اضافی ناشی از انباشت اسپینی را در دیواره حوزه بررسی می‌کنیم.

۳-۶ بررسی نتایج تاثیر برهمکنش راشبا بر روی انباشت اسپینی در دیواره

همان گونه که در ابتدا فصل ذکر شد، به دلیل اهمیت برهمکنش‌های اسپین-مدار در قطعات اسپینترونیک در این قسمت به بررسی نتایج بدست آمده از حضور برهمکنش راشبا و چگونگی نقش این برهمکنش بر روی انباشت اسپینی بواسطهٔ دیواره حوزه می‌پردازیم.

در شکل (۳-۷) نوسانات انباشت اسپینی برای شدت‌های راشبا $\alpha_R = 0\,meV.nm$، $\alpha_R = 20\,meV.nm$ و $\alpha_R = 40\,meV.nm$ نشان داده شده است[۶۶]. با افزایش شدت برهمکنش راشبا، انباشت اسپینی نسبت به حالتی که بر همکنش راشبا وجود ندارد، زیاد می‌شود.

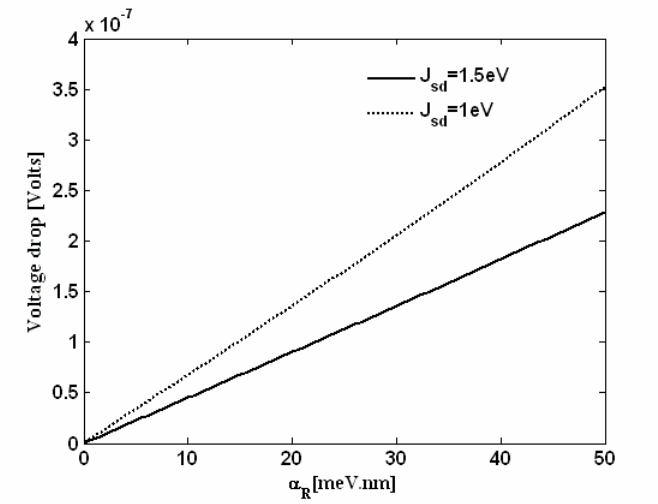


شکل ۳-۷: انباشت اسپینی s_x و s_y برحسب مکان برای دیواره حوزه با ضخامت ۱۵ نانومتر در حضور برهمکنش راشبا.

در چارچوب چرخشی، میدان موثر برهمکنش تبادلی و راشبا به ترتیب به صورت $-J_{sd}.\sigma_z = -\sigma_z.B_{ex}$ و $-i\alpha_R \left\langle \left(\left(\frac{\theta'}{2}\sin\theta - \cos\theta \frac{\partial}{\partial x} \right)\hat{\sigma}_z - \left(-\frac{\theta'}{2}\cos\theta + \sin\theta \frac{\partial}{\partial x} \right)\hat{\sigma}_y \right) \right\rangle = -\sigma.B_R$ هستند. میدان موثر تبادلی در جهت z و میدان موثر راشبا دارای دو مولفه یکی در جهت z و دیگری در جهت y است. در غیاب برهمکنش راشبا میدان تبادلی که در چارچوب چرخشی در جهت z است باعث جفت‌شدگی اسپین الکترونهای رسانش و ممان‌های جایگزیده می‌شود و در نهایت نوسانات انباشت اسپینی عرضی با فرکانس ω_e حول محور z را سبب می‌شود. علاوه بر میدان تبادلی میدان موثر راشبا نیز باعث تقویت فرکانس نوسانات چگالی اسپین‌ها و افزایش انباشت اسپینی عرضی در دیواره می‌شود.

در شکل (۳-۷) وجود برهمکنش راشبا باعث عدم تقارن در دو طرف دیواره شده است. همانطور که در پیوست (الف) توضیح داده شده است در غیاب برهمکنش راشبا، تنها برهمکنش تبادلی وجود دارد که وابستگی به x ندارد. بردارهای موج الکترون برای ناحیهٔ بیرون دیواره (هر دو ناحیهٔ چپ و راست شکل (۲-۱) یکسان است. ولی همانطور که در رابطه (۳-۲) دیده شد، برهمکنش راشبا و میدان موثر آن وابستگی مستقیم به x و جهت آن دارد. پس برای دو طرف دیواره بردارهای موج و در نتیجه طول موج الکترون متفاوت خواهد شد.

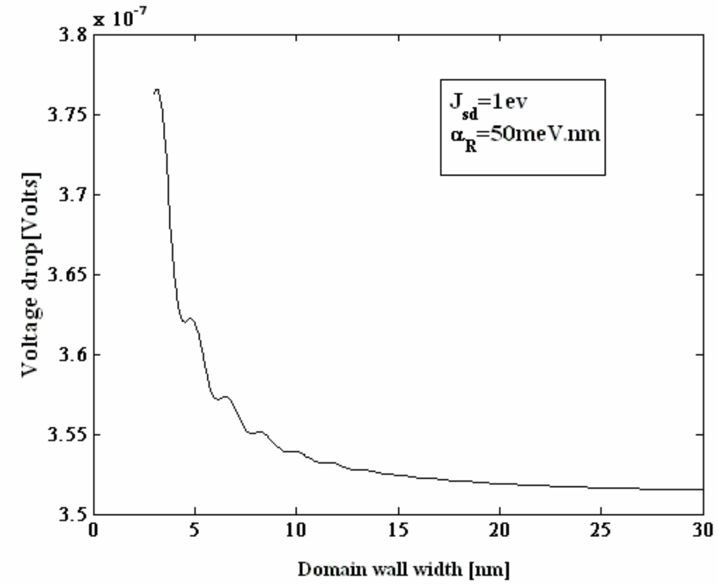
پس از محاسبه مولفه‌های انباشت اسپینی در حضور برهمکنش اسپین-مدار راشبا از با کمک رابطه (۲-۷۶) و (۲-۷۸) می‌توانیم افت ولتاژ و مقاومت الکتریکی اضافی در دیواره حوزه را در حضور برهمکنش راشبا محاسبه کنیم.



شکل ۳-۸: افت ولتاژ اضافی از انباشت اسپینی بر حسب قدرت راشبا در دیواره ۱۵ نانومتری

رفتار افت ولتاژ اضافی به صورت تابعی از قدرت برهمکنش راشبا برای قدرت برهمکنش تبادلی $J_{sd}=1eV$ و $J_{sd}=1.5eV$ در دیواره ۱۵ نانومتری در شکل (۳-۸) رسم شده است. مطابق این شکل، افزایش قدرت برهمکنش راشبا موجب افزایش افت ولتاژ از طریق افزایش انباشت اسپینی می‌شود.

همانطور که در شکل (۳-۴) نشان داده شد افزایش قدرت برهمکنش تبادلی در غیاب برهمکنش راشبا، موجب تقویت انباشت اسپینی عرضی شده و تاثیر این افزایش را در رفتار افت ولتاژ اضافی ناشی از انباشت اسپینی در دیواره حوزه مشاهده کردیم، همچنین این نتیجه را در حضور برهمکنش راشبا نیز انتظار خواهیم داشت. در قدرت تبادلی زیاد که اسپین الکترونها انحراف کمتری نسبت به ممان‌های موضعی دارند اثر راشبا بر روی انباشت اسپینی کم بوده و همانطور که در شکل (۳-۸) مشاهده می‌کنیم در قدرت‌های تبادلی زیاد نمودار افت ولتاژ نسبت به قدرت‌های تبادلی کوچکتر تنزل پیدا می‌کند.



شکل ۳-۹: افت ولتاژ بر حسب ضخامت دیواره در حضور برهمکنش راشبا

حضور برهمکنش راشبا و تاثیر آن را در انباشت اسپینی می‌توان در رفتار مقاومت الکتریکی و افت ولتاژ بر حسب ضخامت دیواره حوزه نیز مشاهده کرد. همانطور که در شکل (۳-۹) دیده می‌شود افت ولتاژ با افزایش ضخامت دیواره به صورت نوسانی میرا می‌شود. از مقایسه شکل (۳-۴) و (۳-۹) می توان افزایش نمودار افت ولتاژ بر حسب ضخامت دیواره را در حضور برهمکنش راشبا تا حدود یک مرتبه بزرگی برای $\alpha_R = 50 meV.nm$ نسبت به حالتی که $\alpha_R = 0$ است،شاهد بود.

نتیجه‌گیری

برای یک دیواره مغناطیسی یک بعدی در رژیم پخش، معادلات پخش را برای مولفه‌های انباشت اسپینی محاسبه کردیم. سمت‌گیری ممان‌های جایگزیده در دیواره موجب انباشت اسپینی در دیواره می‌شود که وجود میدان موثر برهمکنش تبادلی باعث نوسانات انباشت اسپینی عرضی می‌شود. در دیواره‌های ضخیم و یا برای قدرت تبادلی بزرگ، انباشت اسپینی کاهش می‌یابد. افت ولتاژ و مقاومت نیز با افزایش ضخامت دیواره کاهش می‌یابد.

همچنین اثر جفت‌شدگی راشبا باعث افزایش و شدت نوسانات انباشت اسپینی عرضی در دیواره می‌شود که این افزایش نیز در رفتار افت ولتاژ نسبت به حالتی که پتانسیل راشبا صفر است مشاهده می‌شود.

پیوستها

پیوست(الف)

برای سیستمی متشکل از یک دیوارهٔ مغناطیسی در بین دو ناحیهٔ فرومغناطیسی پاد موازی مانند آنچه که در شکل (۲-۱) نمایش یافته است، سه ناحیه با ویژه حالتهای مخصوص به خود را خواهیم داشت. در این حالت بهتر است که تبدیل نشان داده شده در رابطهٔ (۲-۲) را به ناحیه شامل دیواره اعمال نمود. در این حالت یافتن ناپیوستگی مشتقات تابع موج در مرزها ساده‌تر خواهد بود، با یافتن این ناپیوستگی و اعمال تبدیل معکوس به حالت‌ها ماتریس دامنه‌های احتمال عبور و بازتاب سیستم واقعی به دست خواهند آمد. البته پیدا است در صورت تعمیم این تبدیل به ناحیه‌های مرزی فرومغناطیس دوران تبدیل اسپینی در این ناحیه‌ها مقدار ثابتی خواهند داشت، این مقدار برای ناحیه اول $R_\theta = 1$ و برای ناحیه سوم $R_\theta = e^{-\frac{i\sigma_x \pi}{2}}$ خواهد بود. پس از اعمال این دوران، بررسی شرایط مرزی راحت‌تر خواهد بود. در این صورت حالت‌های هامیلتونی در این سه ناحیه به شکلهای زیر خواهد بود. برای ناحیه اول در سمت چپ که راستای مغناطش فرومغناطیس در راستای $\hat{z}$ است:

$$H_L = \frac{P^2}{2m^*} + J_{sd}\hat{\sigma}_z, \qquad (۱)$$

برای ناحیه دوم شامل دیواره حوزه پس از تبدیل، (با انجام این تبدیل دیگر احتیاجی به انتخاب راستای مغناطش موضعی به عنوان راستای کوانتش نیست):

$$H_D = \frac{P^2}{2m^*} + J_{sd}\hat{\sigma}_z + V_{pert}, \qquad (۲)$$

برای ناحیه سوم با راستای مغناطش پادموازی با ناحیه اول خواهیم داشت:

$$H_R = \frac{P^2}{2m^*} + J_{sd}\hat{\sigma}_z, \qquad (۳)$$

با استفاده از پیوستگی تابع موج در مرزهای دیواره می‌توان توابع موج را برای این سه ناحیه بدست آوریم.

بایستی توجه نمود که بردارهای موج $k_\uparrow$ و $k_\downarrow$ در درون دیواره به شکل $\left|\vec{k}_\uparrow\right|=\left(\frac{1}{\hbar}\right)\sqrt{2m^*\left(E+J_{sd}-\xi J_{sd}\right)}$ و $\left|\vec{k}_\downarrow\right|=\left(\frac{1}{\hbar}\right)\sqrt{2m^*\left(E-J_{sd}-\xi J_{sd}\right)}$ هستند در حالی که به دلیل تفاوت انرژی ترابردی برای ناحیه‌های بیرونی فرومغناطیس خواهیم داشت: $\left|\vec{k}_\uparrow\right|=\left(\frac{1}{\hbar}\right)\sqrt{2m^*\left(E+J_{sd}\right)}$ و $\left|\vec{k}_\downarrow\right|=\left(\frac{1}{\hbar}\right)\sqrt{2m^*\left(E-J_{sd}\right)}$.

در غیاب برهمکنش‌های خارجی بردارهای موج در هر یک از حالت‌های $\uparrow$ و $\downarrow$ در دو طرف دیواره متقارن و برابر هستند. که در فصل آخر عدم تقارن در بردارهای موج دو طرف دیواره را در حضور برهمکنش‌های دیاکونوف پرل نشان خواهیم داد.

پیوست(ب)

با استفاده از رابطه (۲-۱۸) و $R_\theta = e^{-i\frac{\theta(x)}{2}\hat{\sigma}_x}$ می‌توان نوشت:

$$\left(\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial x}\right)_\chi = \hat{R}_\theta^{-1}\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial x}\hat{R}_\theta = \frac{\partial\hat{\rho}_\chi}{\partial x} + \frac{i}{2}\theta'(x)\left[\hat{\rho}_\chi, \hat{\sigma}_x\right]. \quad (۴)$$

$$\hat{F}(\mathbf{x},\mathbf{p}) = \int d^3x'\hat{\rho}_\chi\left(\mathbf{x}+\frac{1}{2}\mathbf{x}', \mathbf{x}-\frac{1}{2}\mathbf{x}'\right)\exp\left(\frac{-i}{\hbar}\mathbf{p}.\mathbf{x}'\right). \quad (۵)$$

$$\hat{F}_A(\mathbf{x},\mathbf{p}) = \int d^3x'\hat{\rho}\left(\mathbf{x}+\frac{1}{2}\mathbf{x}', \mathbf{x}-\frac{1}{2}\mathbf{x}'\right)\exp\left(\frac{-i}{\hbar}\mathbf{p}.\mathbf{x}'\right). \quad (۶)$$

رابطه (۴) را می‌توان برای تابع ویگنر در مختصات آزمایشگاهی، $\hat{F}_A(\mathbf{x},\mathbf{p})$، بر حسب ماتریس چگالی $\hat{\rho}$ بیان کرد:

$$\left(\frac{\partial\hat{F}_A(\mathbf{x},\mathbf{p})}{\partial x}\right)_\chi = \frac{\partial\hat{F}(\mathbf{x},\mathbf{p})}{\partial x} + \frac{i}{2}\theta'(x)\left[\hat{F}(\mathbf{x},\mathbf{p}), \hat{\sigma}_x\right]. \quad (۷)$$

با جاگذاری رابطه (۲-۲۹) در جابجایی سمت راست رابطه (۷) خواهیم داشت:

$$\left[\hat{F}(\mathbf{x},\mathbf{p}), \hat{\sigma}_x\right] = -i\left[f_y(x,\mathbf{p})\hat{\sigma}_z - f_z(x,\mathbf{p})\hat{\sigma}_y\right]. \quad (۸)$$

در سیستم آزمایشگاهی مشابه رابطه (۲-۳۴) می‌توان نوشت:

$$s_Z(x) = \frac{1}{h^3}\int d^3p\, tr\left[\hat{\sigma}_z\hat{F}_A(\mathbf{x},\mathbf{p})\right]. \quad (۹)$$

با استفاده از (۷) تا (۹)داریم

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial s_Z(x)}{\partial x}\right)_\chi &= \frac{1}{h^3}\int d^3p\, tr\left\{\hat{\sigma}_z\left(\frac{\partial\hat{F}}{\partial x} + \frac{1}{2}\theta'(x)\left(f_y\hat{\sigma}_z - f_z\hat{\sigma}_y\right)\right)\right\} \\ &= \frac{\partial s_z(x)}{\partial x} + \theta'(x)s_y(x)\end{aligned} \quad (۱۰)$$

در گام آخر ما به دنبال ارتباطی بین Δs_z با $\Delta\mu$ (تغییراب پتانسیل شیمیایی) هستیم. از روابط (۲-۳۶)، (۲-۴۶) داریم:

$$\Delta f_z = \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} s\left(\bar{\mu}_s - \bar{\mu}_{-s}\right) = 2\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon}\Delta\mu. \qquad (۱۱)$$

$$\Delta s_Z = 2\left\langle \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right\rangle \Delta\mu = -\frac{3n}{2\varepsilon_F}\Delta\mu. \qquad (۱۲)$$

در نهایت از معادله (۱۲) و (۱۰) تغییرات پتانسیل شیمیایی در چهارچوب چرخشی بدست می‌آید:

$$\left(\frac{\partial \Delta\mu(x)}{\partial x}\right)_\chi = -\frac{2\varepsilon_F}{3n}\left(\frac{\partial s_z(x)}{\partial x} + \theta'(x) s_y(x)\right) \qquad (۱۳)$$

فهرست منابع

[۱] Das Sarma. S, 2001, ‘‘Spintronics’’ *Am. Sci.* 89, 516–523.

[۲] Chen. J, Chao.W and Shi.Q.W, 2004 ,“Spintronic logic circuit design for nanoscale computation”, *IEEE Proceedings, Electronics, Circuits and Systems*. 13-15, 195-198 .

[۳] Valet. T and Fert. A; 1993 ,“Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers”, *Phys. Rev. B* 48 7099.

[۴] Zutic. I, Fabian. J, and Das Sarma. S, 2004, ‘‘Spintronics: Fundamentals and applications ’’, *Rev.Mod.Phys*,76.

[۵] Ziese. M, and Thornton. M. J, 2001, “*Spin Electronics”*, Springer, New York.

[٦] Mott. N. F, 1936a, ‘‘The electrical conductivity of transition metals’’, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 153, 699–717.

[۷] Mott. N. F., 1936b, ‘‘The resistance and thermoelectric properties of the transition metals’’, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 156, 368–382.

[۸] Campbell. I. A, Fert.A, and Pomeroy. A. R, 1967, ‘‘Evidence for two current conduction iron’’, *Philos. Mag*. 15, 977–983.

[۹] Fert. A, and Campbell. I. A, 1968, ‘‘Two-current conduction in nickel’’, *Phys. Rev. Lett.* 21, 1190–1192.

[۱۰] Esaki. L, Stiles.P, and von Molna.S, 1967, ‘‘Magnetointernal field emission in junctions of magnetic insulators’’, *Phys. Rev. Lett.* 19, 852–854.

[۱۱] Tedrow. P. M, and R. Meservey.R, 1971b, ‘‘Spin-dependent tunneling into ferromagnetic nickel’’, *Phys. Rev. Lett.* 26, 192–195.

[۱۲] Tedrow. P. M, and Meservey.R, 1973, ‘‘Spin polarization of electrons tunneling from films of Fe, Co, Ni, Gd’’, *Phys. Rev. B* 7, 318–326.

[۱۳] Tedrow. P. M, and Meservey.R, 1994, ‘‘Spin-polarized electron tunneling’’, *Phys. Rep.* 238, 173–243.

[۱٤] Baibich. M. N, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, 1988, ‘‘Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices’’, *Phys. Rev. Lett*. 61, 2472–2475.

[۱۵] Berger. L, 1996, ‘‘Emission of spin waves by a magnetic multilayer transversed by a current’’, *Phys. Rev. B* 54, 9353–9358.

[١٦] Slonczewski, J. C., 1996, ‘‘Current-driven excitation of magnetic multilayers’’, *J. Magn. Magn. Mater*. 159, L1–L7.
[١٧] Bruno, P., 1999, ‘‘Geometrically constrained magnetic wall’’, *Phys. Rev. Lett.* 83, 2425–2428.
[١٨] Tatara, G., N. Garcia, M. Munoz, and Y.-W. Zhao, 1999, ‘‘Domain wall scattering explains 300% ballistic magnetoconductance of nanocontacts’’, *Phys. Rev. Lett*. 83, 2030–2033.
[١٩] Aronov, A. G., 1976a, ‘‘Spin injection and polarization of excitations and nuclei in superconductors’’, *Zh. Eksp. Teor. Fiz*. 71, 370–376
[٢٠] Aronov, A. G., 1976b, ‘‘Spin injection in metals and polarization of nuclei’’, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz*. 24, 37–39.
[٢١] Aronov, A. G., and G. E. Pikus, 1976, ‘‘Spin injection into semiconductors’’, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* (S.-Peterburg) 10, 1177–1180.
[٢٢] Johnson, M., and R. H. Silsbee, 1985, ‘‘Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals’’, *Phys. Rev. Lett*. 55, 1790–1793.
[٢٣] Silsbee, R. H., 1980, ‘‘Novel method for the study of spin transport in conductors’’, *Bull. Magn. Reson.* 2, 284–285.
[٢٤] Pershin, Y. V., and V. Privman, 2003a, ‘‘Focusing of spin polarization in semiconductors by inhomogeneous doping’’, *Phys. Rev. Lett*. 90, 256603.
[٢٥] van Son, P. C., H. van Kempen, and P. Wyder, 1987, ‘‘Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface’’, *Phys. Rev. Lett*. 58, 2271–2273.
[٢۶] Rashba, E. I., 2000, ‘‘Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem’’, *Phys. Rev. B* 62, R16 267–R16 270.
[٢٧] Rashba, E. I., 2002b, ‘‘Diffusion theory of spin injection through resistive contacts’’, *Eur. Phys. J. B* 29, 513–527.
[٢٨] Hershfield, S., and H. L. Zhao, 1997, ‘‘Charge and spin transport through a metallic ferromagnetic-paramagneticferromagnetic junction’’, *Phys. Rev. B* 56, 3296–3305.
[٢٩] Jedema, F. J., B. J. van Wees, B. H. Hoving, A. T. Filip, and T. M. Klapwijk, 1999, ‘‘Spin-accumulation-induced resistance in mesoscopic ferromagnet-superconductor junctions’’, *Phys. Rev. B* 60, 16 549–16 552.
[٣٠] Schep, K. M., J. B. A. N. van Hoof, P. J. Kelly, and G. E. W. Bauer, 1997, ‘‘Interface resistances of magnetic multilayers’’, *Phys. Rev. B* 56, 10 805–10 808.

[۳۱] Slichter, C. P., 1989, “*Principles of Magnetic Resonance”*, 3rd ed. (Springer, Berlin).

[۳۲] Elliott. R. J., 1954, ‘‘Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors’’, *Phys. Rev.* 96, 266–279.

[۳۳] Yafet. Y., 1963, in Solid State Physics, Vol. 14, edited by F. Seitz and D. Turnbull ,Academic Press, New York, p. 2.

[۳۴] D’yakonov. M. I, and V. I. Perel’, 1971e, ‘‘Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymetric semiconductors’’, *Fiz. Tverd. Tela* 13, 3581–3585.

[۳۵] Brand. M. A, A. Malinowski, O. Z. Karimov, P. A. Marsden, R. T. Harley, A. J. Shields, D. Sanvitto, D. A. Ritchie, and M. Y. Simmons, 2002, ‘‘Precession and motional slowing of spin evolution in a high mobility two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. Lett.* 89, 236601.

[۳۶] Dresselhaus. G., 1955, ‘‘Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures’’, *Phys. Rev.* 100, 580–586.

[۳۷] Rashba. E. I, 1960, ‘‘Properties of semiconductors with an extremum loop. 1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop’’, *Sov. Phys. Solid State* 2, 1224–1238.

[۳۸] Bychkov, Yu. A, and E. I. Rashba, 1984a, ‘‘Oscillatory effects and the magnetic-susceptibility of carriers in inversionlayers’’, *J. Phys. C* 17, 6039–6045.

[۳۹] Bychkov, Yu. A, and E. I. Rashba, 1984b, ‘‘Properties of a 2D electron-gas with lifted spectral degeneracy’’, *Pis’ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 39, 66–69 [*JETP Lett.* 39, 78–81 (1984)].

[٤٠] Hong. K and Giordano. N, 1996, “evidence for domain wall tunneling in a quasi-one dimentional ferromagnet”, *J.Phys.condens. Matter* 8,L301.

[۴۱] Chopra.H.D and Susan.Z.Hua, 2002, “Ballistic magnetoresistance over 3000% in Ni nanocontacts at room temperature”, *Phys.Rev.B* 66,020403(R).

[٤٢] Ebels. U, Radulescu. Henry. A, Y., Piraux. L and Ounadjela. K; 2000 ,“Spin Accumulation and Domain Wall Magnetoresistance in 35 nm Co Wires”, *Phys. Rev.Lett* 84, 983.

[٤٣] Pratt. W. P *et al.*; 1991 ,“Perpendicular Giant Magnetoresistances of Ag/Co multilayers”, *Phys. Rev. Lett* 66, 3060.

[٤٤] Piraux. L, Dubois. S. and Fert. A, 1999 ,"Evidence for a short, spin diffusion length in permalloy from the giant magnetoresistance of multilayered nanowires"; *J. Magn. Magn. Mater*. 159 (1996) L287–L292; S. Dubois *et al., Phys. Rev. B* 60 477.

[٤٥] Zhang. S and Li. Z, 2004 ,"Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets ", *Phys. Rev. Lett*. 93 127204.

[۴۶] Huang. Z, Hu. L, 2006, "Controllable kinetic magnetoelectric effect in two dimensional electron gases with both Rashba and Dresselhaus spin-orbit couplings", *Phys. Rev. B* 73, 113312.

[٤٧] Manchon. A, Strelkov. N, Deac. A, Vedyayev . A and B. Dieny1, M. Hayashi, and L. Thomas, 2006 ,"Interpretation of relationship between current perpendicular to plane magnetoresistance and spin torque amplitude", *Phys Rev B* 73 184418.

[۴۸] Taylor.G.R, Isin.A, Coleman. R.V, 1968 ,''Resistivity of Iron as function of temperature and magnetization'', *Phys. Rev*. 165, 621

[۴۹] Gregg. J. F, Allen.W, Ounadjela.K, Viret.M, Hehn.M, Thompson.S.M, Coey.G.M.D, 1996 ,''Giant Magnetoresistive Effects in a Single Element Magnetic Thin Film'', *Phys. Rev. Lett*. 77, 1580

[۵۰] Shimazu.Y, Sakai.K, Noda.T, Yamamoto.I, Yamaguchi.M, 2000, "Effect of domain walls on resistivity in ferromagnetic films and wires", Physica B 284−288, 1239.

[۵۱] Ruediger.U, Yu.J, Zhang.S, Kent.A.D, Parkin. S. S. P, 1998, "Negative Domain Wall Contribution to the Resistivity of Microfabricated Fe Wires", *Phys. Rev. Lett*. 80, 5639.

[۵۲] Hong.H, Giordano.N, 1998, "Resistance of a domain wall in a thin ferromagnetic wire", *J. Phys.: Condens. Matter* 10, L401.

[۵۳] Cetin.B, Giordano.N, 2004, "Domain wall resistance in narrow Co wires", *Phys. Stat. Sol. (b)* 241, 2410.

[۵۴] Kent.A.D, Yu.J, Rudinger.U, Parkin.S. S. P, 2001, "Domain wall resistivity in epitaxial ferromagnetic thin film microstructures", *J. Phys. Condens. Matter* 13, r461.

[۵۵] Levy. P. M, Zhang. S, 1997 ,''Resistivity due to Domain Wall Scattering'', *Phys. Rev. Lett*. 78, 3773

[۵۶] Johnson. M, and Silsbee. R. H, 1988c, ''Ferromagnetnonferromagnet interface resistance'', *Phys. Rev. Lett*. 60, 377.

[۵۷] Tatara.G, Fukuyama.H, 1997, ‘‘ Resistivity due to a Domain Wall in Ferromagnetic Metal’’, *Phys. Rev. Lett*. 78, 19.

[۵۸] Simanek.E; 2001 “Spin accumulation and resistance due to a domain wall”; *Phys.Rev.B* 63 224412.

[۵۹] Wigner.E, 1932, ‘‘On the quantum correction for thermodynamic equilibrium’’, *Phys. Rev*. 40, 749–759 ; Hillery.M, O’Connell. R. F, Scully. M. O, and Wigner. E. P, 1984, ‘‘Distribution functions in physics: Fundamentals’’, *Phys. Rep*. 106, 121–167; Lee.H. W, 1995, ‘‘Theory and application of the quantum phase-space distribution functions’’, *ibid.* 259, 147–211.

[۶۰] Wigner.E, 1932, “On the Quantum Correction for Thermodynamic Equilibrium”, *Phys. Rev*. 40, 749-759.

[٦١] Mclennan.J.A, 1989, “*Introduction to Nonequilibrium Statistical Mechanics”*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.

[٦٢] Rashba.E.I, 1960, “Properties of semiconductors with an extremum loop”, *Sov. Phys. Solid State* 2, 1109.

[۶۳] Datta.S and Das.B, 1990, “Electronic analog of the electro-optic modulator”, *Appl. Phys. Lett*. 56, 665.

[۶۴] Dugaev. V.K, Barnas.J, Berakdar.J, Ivanov.V.I, Dobrowolski.W, Mitin.V.F, 2005, “Magnetoresistance of a semiconducting magnetic wire with a domain wall”, *Phys. Rev. B* 71, 024430.

[۶۵] Taniguchi.T, Sato.J, and Imamura.H, 2009, “Theory of spin accumulation and spin transfer torque in a magnetic domain wall”, *Phys.Rev.B* 79,212410.

[۶۶] Chen.H. Y, Apalkov.V and Chakraborty.T, 2007, “Spin-orbit coupling and tunneling current in a parabolic quantum dot”, *Phys.Rev.B* 75,193303.

Abstract

The spin transport has been studied in a domain wall (DW) between two oppositely directed ferromagnetic domains. Using the kinetic equations in Wigner space, diffusion equations for the transverse spin accumulation and then extra voltage drop and resistance due to the spin accumulation in DW were calculated. This result indicated the transverse spin accumulation decomposed into spatially independent and dependent parts. The spin accumulation in a thick domain wall is nearly spatially independent and for a thin domain wall, it dependes all position into wall (except at the boundaries of the domain wall). The result showed the voltage drop and resistance due to spin accumulation decrease exponentially as a function of the wall thickness.

Then, the effect of the spin orbit (Rashba) coupling investigated on the spin accumulation and subsequantly on the resistanc. The result demonstrated increase in spin accumulation and resistance in presence of the Rashba coupling.

Shahrood University of Technology
Physics Faculty

Spin accumulation and magnetoresistance due to a magnetic domain wall

Nayere Taji Elyato

Supervisor(s):

Dr.Majid Ghanaatshoar
Dr.Mohammad Ebrahim Ghazi

Advisor:
Vahid Fallhi

2011