

بِسْمِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی اصفهان

دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک ماده چگال آقای محسن حکیمی
تحت عنوان

ساخت و مطالعه اثر مرزدانه‌ها بر خواص ساختاری، الکتریکی، مغناطیسی و
مغناطومقاومت منگنیت‌های پروسکایتی

در تاریخ ۳۱/۴/۱۳۸۷ توسط کمیته تخصصی زیر مورد بررسی و تصویب نهایی قرار گرفت.

دکتر پرویز کاملی

۱- استاد راهنمای پایان نامه

دکتر هادی سلامتی

۲- استاد مشاور

دکتر علی اکبر بابایی

۳- استاد داور

دکتر فرهاد فضیله

۴- استاد داور

دکتر ظفرالله کلانتری

سرپرست تحصیلات تکمیلی دانشکده



دانشگاه صنعتی اصفهان

دانشکده فیزیک

ساخت و مطالعه اثر مرزدانه‌ها بر خواص ساختاری، الکتریکی، مغناطیسی و
مغناطومقاومت منگنیت‌های پروسکایتی

پایان‌نامه کارشناسی ارشد فیزیک ماده چگال

محسن حکیمی

استاد راهنما

دکتر پرویز کاملی

قدردانی:

حمد و سپاس خدای را چرا که اگر توفیقی حاصل شده، جز از فضل و کرم او نبوده است.

در اینجا لازم دیدم از همسر صبورم و فرزندم لیلا، به خاطر همراهی و تحمل سختیها، جناب آقای دکتر پرویز کاملی، به عنوان استاد راهنما که به حق برای من بیش از یک استاد بودند، جناب آقای دکتر کلانتری، سرپرست محترم تحصیلات تکمیلی دانشکده فیزیک، جناب آقای دکتر بابایی و جناب آقای دکتر فضیله، به عنوان اساتید داورم تشکر کنم.

همچنین از تک تک بچه های آزمایشگاه سپاسگزارم، به خصوص آقای احمدوند که برای من همچون برادر بزرگتر بودند، آقای عبدالحسینی و خانم اعظمی که اصول اولیه کار در آزمایشگاه را به من آموختند و آقای سهرابی که در اندازه گیری ها خیلی به من کمک کردند.
در پایان از همه اساتید و کارکنان محترم دانشکده فیزیک، ممنونم.

کلیه حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات،
ابتکارات و نوآوریهای ناشی از تحقیق موضوع
این پایان نامه متعلق به دانشگاه صنعتی
اصفهان است.

مقالات ارائه شده از این تحقیق:

[۱] Kameli, P., Salamati, H., and Hakimi, M., J. Alloys Compd, In Press, 2007.

[۲] حکیمی، محسن، کاملی، پرویز و سلامتی، هادی، بررسی خواص ساختاری، الکتریکی، مغناطیسی و مغناطومقاومت ترکیب $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3/xLaMnO_3$ کنفرانس ماده چگال زنجان، مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، ۱۳۸۶.

[۳] حکیمی، م، کاملی، پ، سلامتی، ه، اشراقی، م، اعظمی، الف، ویژه نامه سیستم های الکترونی همبسته قوی، مجله پژوهش فیزیک، ۱۳۸۷.

تقدیم به:

سه کبوتر بی نشان

شهیدان آرمیده در جوار مسجد حضرت فاطمه (س)

دانشگاه صنعتی اصفهان

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
هشت	فهرست مطالب
۱	چکیده

فصل اول: مقدمه‌ای بر فیزیک مواد مغناطیسی و منگنیت‌ها

۲	۱-۱ انواع دستگاه‌های مغناطیسی
۳	۱-۱-۱ پارامغناطیس
۶	۱-۱-۲ فرومغناطیس
۹	۱-۱-۳ پادفرومغناطیس
۱۰	۲-۱ منگنیت‌ها
۱۷	۳-۱ محتویات فصل‌ها

فصل دوم: مباحث نظری

۱۹	۱-۲ انواع برهمکنش در منگنیت‌ها
۱۹	۱-۱-۲ برهمکنش هابارد
۲۰	۲-۱-۲ جفت‌شدگی هوند
۲۰	۳-۱-۲ برهمکنش تبادلی مستقیم
۲۱	۴-۱-۲ برهمکنش ابرتبادلی
۲۱	۵-۱-۲ برهمکنش تبادل دوگانه
۲۴	۶-۱-۲ اثر یان-تلر
۲۵	۲-۲ هامیلتونی موثر منتسب به ارییتال‌های e_g منگنیت‌ها

فصل سوم: مرزدانه‌ها و تاثیر آن‌ها بر خواص فیزیکی منگنیت‌ها

۳۱	۱-۳ تاثیر ریز کردن دانه‌ها
۳۳	۲-۳ تاثیر آلايش
۴۴	۱-۲-۱ ترکیب آلايشی LaMnO_3

فصل چهارم: ساخت، مشخصه‌یابی و تحلیل نتایج

۴۷	۱-۴ روش‌های اندازه‌گیری و آنالیز داده‌ها
۴۷	۱-۱-۴ روش بررسی ساختار بلوری

۴۹	۲-۱-۴ آنالیز توسط میکروسکوپ‌های الکترونی
۵۰	۳-۱-۴ اندازه‌گیری مقاومت ویژه‌ی الکتریکی
۵۱	۴-۱-۴ اندازه‌گیری پذیرفتاری مغناطیسی متناوب
۵۲	۲-۴ ساخت نمونه‌ها
۵۲	۱-۲-۴ ساخت نمونه‌های $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$
۵۴	۲-۲-۴ ساخت نمونه‌های LaMnO_3
۵۶	۳-۲-۴ کلوخه‌سازی ترکیب $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3 / x\text{LaMnO}_3$
۵۶	۳-۴-مشخصه‌یابی نمونه‌ها و اندازه‌گیری‌های ساختاری، مغناطیسی و الکتریکی
۵۶	۱-۳-۴ تاثیر سایش روی نمونه‌های LaMnO_3 (LMO)
۶۰	۲-۳-۴ تاثیر آرایش روی نمونه‌های $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3 / x\text{LaMnO}_3$
۷۴	۴-۴ خلاصه و نتیجه‌گیری
۷۴	۱-۴-۴ تاثیر سایش روی نمونه‌های LaMnO_3
۷۴	۲-۴-۴ تاثیر آرایش روی نمونه‌های $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3 / x\text{LaMnO}_3$
۷۶	مراجع
۷۹	مقالات ارائه شده از این تحقیق
۸۰	چکیده انگلیسی

چکیده:

در این تحقیق ابتدا تاثیر اندازه دانه‌ها روی خواص الکتریکی و مغناطیسی ترکیب LaMnO_3 (LMO) مورد بررسی قرار داده شده است. سپس درباره تاثیر آرایش و دمای کلوخه‌سازی بر ویژگی‌های بلوری، الکتریکی، مغناطیسی و مغناطومقاومت ترکیب $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3/x\text{LaMnO}_3$ بحث شده است. نمونه‌ها به روش واکنش حالت جامد ساخته شدند. همه نمونه‌های LMO در طول بازه دمایی اندازه‌گیری رفتار عایق‌گونه داشتند. با ریز شدن اندازه دانه‌ها مقاومت الکتریکی در دمای پایین افزایش می‌یابد. همه نمونه‌های LMO دارای گذار فاز پارامغناطیس - فرومغناطیس هستند، دمای گذار در تمام نمونه‌ها تقریباً ثابت است و مقدار مغناطش، با کاهش اندازه دانه‌ها کاهش پیدا می‌کند.

همه نمونه‌های $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3/x\text{LaMnO}_3$ در دمای بالا پارامغناطیس و در دمای پایین فرومغناطیس هستند. برای نمونه‌های کلوخه‌سازی شده در دمای پایین، دمای گذار نمونه‌ها چندان تغییر نکرده، اما پهنای گذار مغناطیسی با افزایش درصد ناخالصی افزایش یافته است. در نمونه‌های کلوخه‌سازی شده در دمای بالا، دمای گذار با افزایش درصد ناخالصی کاهش یافته است و این را می‌توان به ورود ناخالصی به فاز زمینه ربط داد.

نمونه‌ها در دماهای پایین، فلزگونه و در دماهای بالا، عایق‌گونه رفتار می‌کنند. در نمونه‌های کلوخه‌سازی شده در دمای پایین آرایش منجر به کاهش دمای گذار عایق - فلز می‌شود. همچنین مقدار مقاومت نیز با افزایش میزان ناخالصی افزایش پیدا می‌کند. در مقابل در نمونه‌های کلوخه‌سازی شده در دمای بالا، یک قله کوچک در دماهای بالا (T_{p1}) و یک قله پهن در دماهای پایین (T_{p2}) دیده می‌شود. T_{p1} دمای گذار عایق - فلز و منطبق بر دمای کوری است. اما T_{p2} مربوط به تونل‌زنی وابسته به اسپین در مرزدهانه‌هاست. T_{p1} و T_{p2} هر دو با افزایش درصد ناخالصی کاهش می‌یابند و همچنین با افزایش میزان LMO یک افزایش در اندازه مقاومت داریم. برای نمونه‌های کلوخه‌سازی شده در دمای پایین مغناطومقاومت در دما و آرایش‌های پایین با افزایش درصد ناخالصی افزایش می‌یابد، اما با افزایش میزان ناخالصی از ۱۵ درصد وزنی به بالا مغناطومقاومت در دماهای پایین کاهش می‌یابد. درصدی از آرایش که به ازای آن مغناطومقاومت در نمونه‌های کلوخه‌سازی شده در دمای بالا بیشینه می‌شود ۱۰ درصد است. افزایش مغناطومقاومت به ازای درصد‌های پایین افزودنی مربوط به بهبود بی‌نظمی اسپینی در مرزدهانه‌ها با اعمال میدان است. این بی‌نظمی‌ها با افزایش درصد ناخالصی افزایش می‌یابد. برای درصد‌های بالاتر، وجود مقادیر زیاد ناخالصی در مرزدهانه‌ها باعث افزایش ضخامت مرزدهانه‌ها و در نتیجه تضعیف تونل‌زنی وابسته به اسپین بین سطوح مرزدهانه‌ها می‌گردد و این باعث کاهش مغناطومقاومت می‌شود.

فصل اول

مقدمه‌ای بر فیزیک مواد مغناطیسی و منگنایت‌ها

تحقیق حاضر بر روی دسته‌ای از ترکیبات منگنز تحت عنوان منگنایت‌ها صورت گرفته است. از آنجا که منگنایت‌ها گروهی از مواد مغناطیسی می‌باشند، در ابتدا توضیح مختصری در رابطه با مواد مغناطیسی و مدل‌های مربوط به آن‌ها ارائه می‌شود. در ادامه منگنایت‌ها معرفی شده و در رابطه با ساختار بلوری، خواص الکتریکی، مغناطیسی و دیگر ویژگی‌های فیزیکی این ترکیبات مطالبی ارائه می‌گردد. در این بین روی ویژگی‌هایی که با کارهای صورت گرفته در این پایان‌نامه ارتباط بیشتری دارند، با تفصیل بیشتری صحبت شده است. در نهایت مروری بر مباحث مطرح شده در فصل‌های آینده صورت می‌گیرد.

۱-۱ انواع سیستم‌های مغناطیسی

خواص مغناطیسی غالباً بر حسب پذیرفتاری مغناطیسی، χ ، مورد بحث قرار می‌گیرد. این کمیت در مواد همسانگرد خطی بر حسب مغناطش، M (گشتاور مغناطیسی به ازای واحد حجم)، که در اثر اعمال شدت میدان مغناطیسی، H ، ایجاد می‌شود به صورت زیر تعریف می‌گردد:

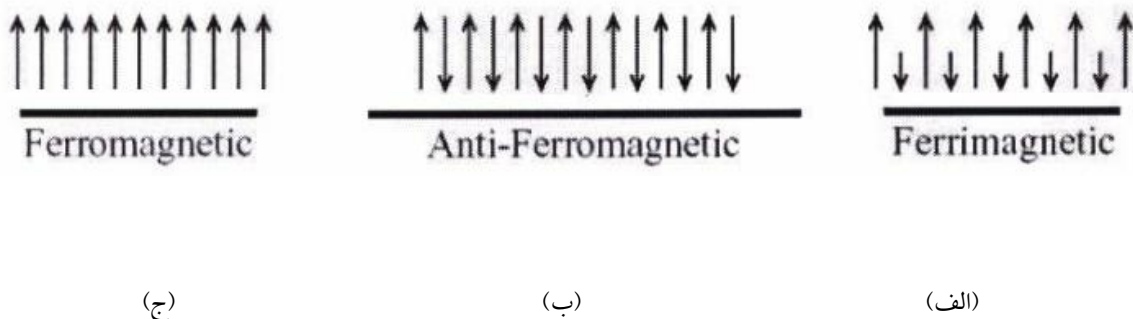
$$\chi = M/H$$

(۱-۱-۱)

زمانی که از پذیرفتاری مغناطیسی صحبت می‌شود منظور، پاسخ ماده نسبت به میدان خارجی اعمال شده است. مواد بر اساس چگونگی پاسخ‌گویی آن‌ها به میدان مغناطیسی خارجی و نظم ممان مغناطیسی آن‌ها به پنج گروه دیامغناطیس، پارامغناطیس، فرومغناطیس، پادفرومغناطیس و فری مغناطیس تقسیم‌بندی می‌شوند.

یک اتم می‌تواند دارای یک گشتاور مغناطیسی دائمی یا فاقد آن باشد. اگر اتم دارای گشتاور مغناطیسی دائمی نباشد چنانچه آن را تحت تأثیر میدان مغناطیسی خارجی قرار دهند تولید یک گشتاور القائی با علامت مخالف میدان می‌کند. در اینصورت اتم را دیامغناطیس می‌گویند. اما اگر اتم دارای یک گشتاور مغناطیسی دائمی باشد تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بر روی جهت گشتاور مغناطیسی دائمی خواهد بود. در واقع میدان مغناطیسی آن‌ها را می‌چرخاند تا با میدان هم‌جهت شوند. در این صورت اتم را پارامغناطیس می‌گویند. یک اتم در صورتی دارای گشتاور مغناطیسی دائمی خواهد بود که آخرین تراز الکترونی آن پر نباشد.

نظم مغناطیسی در بعضی مواد به صورت فرومغناطیسی است که در آن ماده به حوزه‌های مغناطیسی کوچک تقسیم شده است، داخل این حوزه‌ها تمامی گشتاورهای مغناطیسی هم‌جهتند اما خود حوزه‌ها به صورت کاتوره‌ای جهت‌گیری کرده‌اند. در حضور میدان مغناطیسی حجم حوزه‌های هم‌جهت با میدان زیاد می‌شود. نظم در پادفرومغناطیس‌ها چنان است که هیچ مغناطش خود به خودی در آنها وجود ندارد، زیرا نیمی از دوقطبی‌ها در یک جهت و نیم دیگر در جهت مخالف به صف در می‌آیند. در فری مغناطیسها گشتاورهایی در جهت‌های مخالف وجود دارند که یکدیگر را حذف نمی‌کنند و بنابراین یک مغناطش خود به خودی خالص وجود دارد. شکل ۱-۱-۱ نمایشی از نظم‌های موضعی مغناطیسی را نشان می‌دهد.



شکل ۱-۱-۱ نظم موضعی مغناطیسی در (الف) فری مغناطیس، (ب) پادفرومغناطیس و (ج) فرومغناطیس.

در ادامه بعضی از مدل‌های ارائه شده برای انواع مواد مغناطیسی را بررسی می‌کنیم.

۱ + ۱ پارامغناطیس

مواد پارامغناطیس پذیرفتاری مغناطیسی مثبت دارند و یا به عبارتی مغناطش در راستای میدان خارجی B جهت گیری می‌کند. در این مواد یونها ممان‌های مغناطیسی غیر صفر دارند، ولی در غیاب میدان مغناطیسی راستای ارجحی برای جهت گیری آنها وجود ندارد. به عبارت دیگر مغناطش کل نمونه در غیاب میدان مغناطیسی صفر می‌شود. اما در حضور میدان مغناطیسی خارجی مغناطش نمونه صفر نیست. بستگی مغناطش به میدان مغناطیسی خارجی و دما به صورت زیر است:

$$M \propto \frac{B}{T} \quad (2-1-1)$$

در ادامه مدل نیمه کلاسیکی را برای توضیح رفتار مغناطیسی یک دستگاه پارامغناطیس معرفی می‌کنیم. فرض می‌کنیم میدان خارجی در راستای محور Z جهت گیری کرده باشد. در این حالت انرژی ممان‌های مغناطیسی که زاویه آنها با محور Z در بازه θ و $\theta + d\theta$ است با رابطه زیر داده می‌شود:

$$E = -\mu B \cos \theta \quad (3-1-1)$$

که در آن μ ممان مغناطیسی یون است. می‌دانیم که در غیاب میدان مغناطیسی احتمال یافتن ممان‌های مغناطیسی در هر زاویه دلخواه، یکسان است. در حضور میدان احتمال یافتن ممان‌ها در راستای θ با رابطه زیر متناسب است:

$$e^{-E/kT} = e^{\mu B \cos \theta / kT} \quad (4-1-1)$$

با تعریف dw به صورت

$$dw = \frac{1}{2} \sin \theta e^{\mu B \cos \theta / kT} d\theta \quad (5-1-1)$$

متوسط ممان‌های مغناطیسی در راستای محور B با رابطه زیر داده می‌شود.

$$\begin{aligned} \langle \mu_z \rangle &= \frac{\int \mu_z dw}{\int dw} \\ &= \frac{\int_0^\pi \mu \cos \theta e^{\mu B \cos \theta / kT} \frac{1}{2} \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{\mu B \cos \theta / kT} \frac{1}{2} \sin \theta d\theta} \end{aligned} \quad (6-1-1)$$

با جانشینی

$$\begin{aligned} y &= \frac{\mu B}{kT} \\ x &= \cos \theta \end{aligned} \quad (7-1-1)$$

و استفاده از

$$dx = -\sin \theta d\theta$$

$$\int_0^\pi \rightarrow \int_{-1}^1$$

(۸-۱-۱)

رابطه متوسط گیری ۱-۱-۶ به رابطه زیر تبدیل می شود.

$$\langle \mu_z \rangle = \mu \cdot \frac{\int_{-1}^1 x e^{xy} dx}{\int_{-1}^1 e^{xy} dx}$$

(۹-۱-۱)

و داریم:

$$\begin{aligned} \frac{\langle \mu_z \rangle}{\mu} &= \frac{\int_{-1}^1 x e^{xy} dx}{\int_{-1}^1 e^{xy} dx} \\ &= \frac{y e^y + y e^{-y} - e^y + e^{-y}}{y e^y - y e^{-y}} \\ &= \frac{e^y + e^{-y}}{e^y - e^{-y}} - \frac{1}{y} \\ &= \coth y - \frac{1}{y} \\ &=: L(y) \end{aligned}$$

(۱۰-۱-۱)

که $L(y)$ تابع لانژوین نامیده می شود. در یهای کوچک می توانیم تابع لانژوین را به صورت زیر تخمین بزنیم:

$$\coth y = \frac{1}{y} + \frac{y}{3} + \mathcal{O}(y^3)$$

(۱۱-۱-۱)

و در نتیجه رابطه زیر به دست می آید:

$$\begin{aligned} L(y) &= \frac{y}{3} + \mathcal{O}(y^3) \\ &\approx \frac{y}{3} \end{aligned}$$

(۱۲-۱-۱)

با توجه به اینکه مغناطش در راستای B با رابطه

$$M = n \langle \mu_z \rangle$$

(۱۳-۱-۱)

داده می شود، عبارت زیر به دست می آید:

$$\frac{M}{M_S} = \frac{n \langle \mu_z \rangle}{n \mu} = L(y) \stackrel{y \ll 1}{\approx} \frac{y}{3} = \frac{\mu B}{3kT}$$

(۱۴-۱-۱)

پذیرفتاری مغناطیسی نیز از رابطه زیر قابل حصول است:

$$\chi = \frac{M}{H} \approx \frac{\mu_0 M}{B} \quad (15-1-1)$$

بنابراین به رابطه

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{\mu_0 \mu B M_S}{3kTB} \\ &= \frac{n\mu_0 \mu^2}{3k} \cdot \frac{1}{T} \\ &= \frac{c}{T} \end{aligned} \quad (16-1-1)$$

می‌رسیم. این همان قانون کوری است. اگر از روابط کوانتومی استفاده کنیم به جای این روابط خواهیم داشت:

$$\frac{M}{M_s} = \frac{2J+1}{2J} \coth\left[\frac{2J+1}{2J} y\right] - \frac{1}{2J} \coth\left[\frac{y}{2J}\right] = B_J(y) \quad (17-1-1)$$

که $B_J(y)$ تابع بریلوئن است و قانون کوری به صورت زیر در می‌آید.

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{M}{H} \\ &= \frac{\mu_0 M_S B_J}{B} \\ &= \frac{\mu_0 n g_J \mu_B J(J+1) g_J \mu_B J B}{3B_J k T} = \frac{c'}{T} \end{aligned} \quad (18-1-1)$$

که در این رابطه n چگالی ممانهای مغناطیسی، g ثابت ژیرومغناطیس و J عدد کوانتومی مغناطیسی هستند.

۲-۱-۱ فرومغناطیس

فرومغناطیس‌ها موادی‌اند که حتی در نبود میدان مغناطیسی خارجی یک مغناطش خودبه‌خودی دارند. به واسطه وجود برهمکنش تبادلی همه ممان‌های مغناطیسی یک ترکیب فرومغناطیس، در دمای صفر کلین هم‌جهتند. مدل‌های مختلفی می‌توانند این نظم مغناطیسی را توضیح دهند. ما در اینجا به طور مختصر مدل وایس را بررسی می‌کنیم. در این مدل یک میدان ملکولی داخلی میانگین، B_{mf} ، در نمونه در نظر گرفته می‌شود و هامیلتونی سیستم به صورت زیر در می‌آید:

$$\mathcal{H} = g_J \mu_B \sum_i S_i \cdot (B + B_{mf}) \quad (19-1-1)$$

میدان ملکولی به صورت

$$B_{mf} = \lambda M \quad (20-1-1)$$

با مغناطش رابطه دارد. در مواد فرومغناطیس λ عددی بزرگ و مثبت است. در مقایسه با پارامغناطیس ما $B+B_{mf}$ را به جای میدان مغناطیسی خارجی قرار می‌دهیم. مغناطش در مواد پارامغناطیس از رابطه زیر تبعیت می‌کند:

$$\frac{M}{M_S} = B_J(y) \quad (21-1-1)$$

که در این رابطه $B_J(y)$ تابع بریلوین می‌باشد. در اینجا y به صورت زیر است:

$$y = \frac{gJ\mu_B J(B + \lambda M)}{kT} \quad (22-1-1)$$

بدون حضور میدان خارجی مغناطش به صورت زیر با دما تغییر می‌کند:

$$M(T) = M_S \cdot B_J \left(\frac{gJ\mu_B J \lambda M(T)}{kT} \right) \quad (23-1-1)$$

معادله بالا دو جواب دارد. اول $M(T)=0$ که مد نظر ما نیست و دوم:

$$\begin{aligned} \frac{M}{M_S} &= \frac{M}{M_S} \cdot \frac{gJ\mu_B J \lambda M}{kT} \cdot \frac{kT}{gJ\mu_B J \lambda M} \\ &= y \cdot \frac{kT}{gJ\mu_B J \lambda M_S} \end{aligned} \quad (24-1-1)$$

مغناطش در $T=T_c$ از بین می‌رود. T_c را از این شرط که مشتق‌گیری نسبت به y برای معادله‌های ۱-۲۵ و

۱-۲۶ باید جواب یکسان بدهد، به دست می‌آید:

$$\frac{M}{M_S} = y \cdot \frac{kT}{gJ\mu_B J \lambda M_S} \quad (25-1-1)$$

و

$$\frac{M}{M_S} = B_J(y) \quad (26-1-1)$$

که به روابط ۱-۲۷ و ۱-۲۸ می‌رسیم.

$$\frac{dM/M_S}{dy} = \frac{kT}{gJ\mu_B J \lambda M_S} \quad (27-1-1)$$

و

$$\frac{dM/M_S}{dy} = \frac{dB_J}{dy} = \frac{J+1}{3J} \quad (28-1-1)$$

در رابطه ۱-۲۸ تابع بریلوین را برای y های کوچک تقریب زده‌ایم. نتیجه زیر حاصل می‌شود.

$$T_C = \frac{(J+1)gJ\mu_B \lambda M_S}{3k} \quad (29-1-1)$$

در نتیجه برای میدان ملکولی رابطه

$$B_{mf} = \lambda M_S = \frac{3kT_C}{gJ\mu_B (J+1)} \quad (30-1-1)$$

برقرار است. با استفاده از رابطه

$$\frac{gJ\mu_B\lambda}{k} = \frac{3T_C}{(J+1)M_S} \quad (۳۱-۱-۱)$$

بستگی مغناطش خود به خودی به دما به صورت زیر در می آید:

$$\begin{aligned} \frac{M}{M_S} &= B_J \left(\frac{gJ\mu_B J\lambda M}{kT} \right) \\ &= B_J \left(\frac{3J}{J+1} \cdot \frac{M}{M_S} \cdot \frac{T_C}{T} \right) \end{aligned} \quad (۳۲-۱-۱)$$

که در نزدیکی دمای کوری رابطه زیر به دست می آید:

$$\frac{M}{M_S} = B_J \left(\frac{3J}{J+1} \cdot \frac{M}{M_S} \cdot \frac{T_C}{T} \right) \quad (۳۳-۱-۱)$$

آرگومان تابع بریلوئن در نزدیکی دمای کوری کوچک است و ما می توانیم تابع بریلوئن را به صورت زیر بنویسیم:

$$B_J(y) = \frac{J+1}{3J} y - \frac{(J+1)(2J^2+2J+1)}{90J^3} y^3 + \mathcal{O}(y^5) \quad (۳۴-۱-۱)$$

با صرف نظر از مراتب بالا خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \frac{M}{M_S} &= \frac{J+1}{3J} \cdot \frac{3J}{J+1} \cdot \frac{M}{M_S} \cdot \frac{T_C}{T} \\ &\quad - \frac{(J+1)(2J^2+2J+1)}{90J^3} \cdot \frac{27J^3}{(J+1)^3} \cdot \left(\frac{M}{M_S} \right)^3 \cdot \left(\frac{T_C}{T} \right)^3 \\ &= \frac{M}{M_S} \cdot \frac{T_C}{T} \left(1 - \left(\frac{M}{M_S} \right)^2 \cdot \left(\frac{T_C}{T} \right)^2 \cdot \frac{3(2J^2+2J+1)}{10(J+1)^2} \right) \end{aligned} \quad (۳۵-۱-۱)$$

که به رابطه

$$\left(\frac{M}{M_S} \right)^2 = \frac{10(J+1)^2}{3(J^2+(J+1)^2)} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_C} \right) \cdot \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \quad (۳۶-۱-۱)$$

منجر می شود، جمله آخر در نزدیکی دمای کوری برابر یک است و می توان رابطه زیر را نتیجه گرفت:

$$\frac{M}{M_S} \propto \left(1 - \frac{T}{T_C} \right)^{1/2} \quad (۳۷-۱-۱)$$

با انجام محاسبات برای $T > T_C$ رابطه زیر به دست می آید:

$$\frac{M}{M_S} = \frac{T_C}{\lambda M_S} \cdot \frac{B + \lambda M}{T} \quad (۳۸-۱-۱)$$

می توانیم بنویسیم:

$$\frac{M}{M_S} \left(1 - \frac{T_C}{T}\right) = \frac{T_C}{T} \cdot \frac{B}{\lambda M_S} \quad (39-1-1)$$

با استفاده از تعریف پذیرفتاری مغناطیسی داریم:

$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0 T_C}{\lambda} \cdot \frac{1}{T - T_C} = \frac{c}{T - T_C} \quad (40-1-1)$$

این رابطه با عنوان قانون کوری - وایس شناخته شده است.

۳-۱-۱ پادفرومغناطیس

در این سری مواد ممان‌های مغناطیسی به صورت پادموازی نسبت به همسایه‌های نخستین خود جهت‌گیری کرده‌اند. مدل وایس به دو روش نظم پادفرومغناطیس را توضیح می‌دهد:

الف) در نظر گرفتن یک ثابت تبادلی منفی بین همسایه‌های اول

ب) در نظر گرفتن دو زیر شبکه که هر کدام نظم فرومغناطیس دارند و نسبت به هم به صورت پادفرومغناطیس جهت‌گیری کرده‌اند.

توضیح مدل را با این فرض آغاز می‌کنیم که هیچ میدان خارجی در کار نیست. دو میدان ملکولی داخلی در نظر می‌گیریم که به صورت زیر با مغناطش زیر شبکه‌ها ارتباط دارند:

$$\begin{aligned} B_{mf}^{(1)} &= -|\lambda| M_2 \\ B_{mf}^{(2)} &= -|\lambda| M_1 \end{aligned} \quad (41-1-1)$$

در اینجا ثابت λ منفی است و بنابراین مغناطش زیر شبکه‌ها می‌تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$\begin{aligned} M_1 &= M_S B_J \left(-\frac{gJ\mu_B J |\lambda| M_2}{kT} \right) \\ M_2 &= M_S B_J \left(-\frac{gJ\mu_B J |\lambda| M_1}{kT} \right) \end{aligned} \quad (42-1-1)$$

زیر شبکه‌ها نسبت به هم به صورت پادموازی جهت‌گیری کرده‌اند، اما مغناطش هر دو زیر شبکه بزرگی یکسانی دارند.

$$|M_1| = |M_2| \equiv M \quad (43-1-1)$$

با دنبال کردن مسیری مشابه حالت فرومغناطیس رابطه زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{M}{M_S} = B_J \left(\frac{gJ\mu_B J |\lambda| M}{kT} \right) \quad (44-1-1)$$

مشابه بحث‌های مربوط به مواد فرومغناطیس بالاتر از دمای گذار هر دو زیر شبکه مغناطش خود را از دست می‌دهند که دمای گذار (دمای نیل) از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$T_N = \frac{(J+1)g_J\mu_B|\lambda|M_S}{3k}$$

$$= \frac{n|\lambda|\mu_{\text{eff}}^2}{3k}$$
(۴۵-۱-۱)

همچنین می توان پذیرفتاری مغناطیسی را مشابه قبل محاسبه کرد، که به واسطه آن رابطه زیر به دست می آید:

$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\mu_0 M}{B} \propto \frac{1}{T + T_N}$$
(۴۶-۱-۱)

این رابطه مشابه قانون کوری - وایس مربوط به فرومغناطیس هاست. علامت منفی از اینجا ناشی می شود که $B = -|\lambda|M$ به جای $B = \lambda M$ برای فرومغناطیس جایگزین شده است.

۲-۱- منگنیت ها

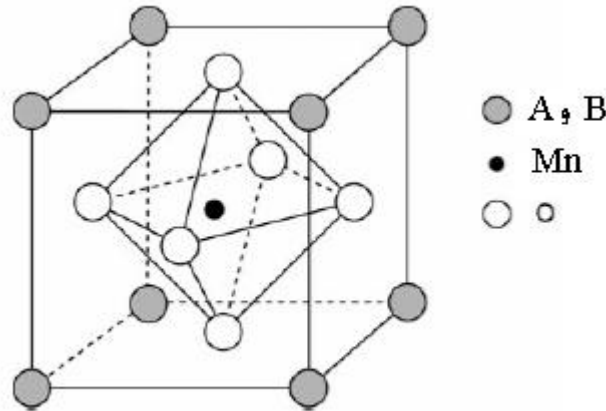
منگنیت ها دسته ای از اکسیدهای منگنز هستند که همبستگی الکترون ها در آن ها بسیار زیاد است و این خود منجر به پیچیدگی فیزیک حاکم بر آن ها می شود. در نتیجه متغیرهای متعددی بر خواص این ترکیبات اثر می گذارد. از جمله این متغیرها می توان آرایش، شعاع یونی عناصر، میدان مغناطیسی، ایزوتوپهای اکسیژن، فشار و غیر استوکیومتری بودن را نام برد. از دیگر خصوصیات این ترکیبات گذارهای فازی متعدد و مشاهده خواص غیر عادی حول این گذارهاست. در این مواد پدیده ای تحت عنوان مغناطومقاومت فوق العاده بزرگ، CMR^۱، در نزدیکی دمای گذار آن ها مشاهده می شود. لازم به ذکر است که دو نوع مغناطومقاومت ذاتی و خارجی در این مواد یافت می شود. نوع ذاتی آن و یا به عبارتی همان CMR در میدان های مغناطیسی بزرگ ظاهر می شود، نوع خارجی در نمونه های بس بلور و در میدان های مغناطیسی پایین تر ظاهر می شود و از نظر کاربردی دارای اهمیت بیشتری است.

این مواد در اثر اعمال میدان مغناطیسی یک تغییر شدید آنتروپی دارند. اعمال فشار بر این مواد باعث القای فاز فلزی و تغییر دمای گذار عایق - فلز می شود، همچنین میزان مقاومت الکتریکی را کاهش می دهد. تغییر دادن ایزوتوپ های اکسیژن نیز منجر به جابجایی گذار عایق - فلز و دمای کوری می شود. در بعضی ترکیبات منگنیت ها نظم های ساختاری مختلف از جمله نظم اربیتالی، نظم بار و نظم اسپینی وجود دارد. برهمکنش کولنی و اثر یان تله توجه مناسبی برای ایجاد نظم در این ترکیبات می باشد. اثر یان - تله در برهمکنش الکترون - فونون وارد شده و نظم اربیتالی را موجب می شود.

کاربردهای متعدد این مواد دلیل خوبی برای گسترش روزافزون مطالعه بر روی آن ها می باشد. از آن جمله می توان حافظه های مغناطیسی، حسگر میدان، حسگر فشار، هد مغناطیسی، یخچال مغناطیسی و جذب امواج رادار را نام برد. ساختار بلوری این مواد پروسکایتی و یا لایه ایست. به علت پیچیدگی فیزیک حاکم بر این مواد برای بررسی آن ها پارامترهای مختلفی باید به طور هم زمان در نظر گرفته شود. این مواد درجات آزادی متنوعی دارند که گذارهای مختلف از تغییر میزان همبستگی میان این درجات آزادی ناشی می شود. شبکه بلوری یکی از درجات آزادی این سیستم هاست که از عوامل متعدد نظیر دما، میدان مغناطیسی، شعاع یون های جایگزیده و اثر یان-تله متاثر است. فرمول

^۱Colossal Magnetoresistance

شیمیایی منگنیت‌های پروسکایتی به صورت $A_{1-x}B_xMnO_3$ می‌باشد. که در آن A یک یا چند عنصر ۳ ظرفیتی، از نوع لانتانایدها مانند La، Nd و ... و B یک یا چند عنصر ۲ ظرفیتی مانند Ca و Sr است. پیوندهای Mn، B و A با هم به صورت یونی و با اکسیژن به صورت کووالانسی است. نمونه‌ای از سلول واحد پروسکایتی مکعبی در شکل (۱-۲-۱) نشان داده شده است.



شکل (۱-۲-۱) نمونه‌ای از سلول واحد پروسکایتی مکعبی.

منگنیت‌ها به ندرت در حالت پروسکایتی مکعبی هستند. عواملی چون آرایش، دما، فشار، میدان مغناطیسی، تغییر میانگین شعاع A و اثر یان-تلر ساختار را به ساختارهای راست گوشه، چار گوش و یا لوزی وجه تغییر می‌دهند. این ساختارهای بلوری از ترکیب چند یاخته مکعبی که در آنها چرخش و واپیچش‌هایی صورت گرفته است به دست می‌آید. همچنین منگنیت‌ها می‌توانند در فازهای مختلف الکتریکی و مغناطیسی قرار بگیرند. برای مثال می‌توان فازهای فرومغناطیس و عایق الکتریکی، FI، فرومغناطیس و فلزی، FM، پادفرومغناطیس و عایق الکتریکی AFI، پادفرومغناطیس با اسپین‌های چرخیده و عایق الکتریکی، CAFI و نظم بار، CO را نام برد. نمونه‌ای از نمودار فازی این ترکیبات در شکل ۱-۲-۲ نشان داده شده است. گفتیم در منگنیت‌ها خاصیت ویژه مغناطیسمقاومت، CMR وجود دارد، بهتر است در ادامه مختصری با مغناطیسمقاومت و انواع آن آشنا شویم. به تغییر نسبی مقاومت یا مقاومت ویژه الکتریکی در اثر اعمال میدان مغناطیسی، مغناطیسمقاومت، MR، گفته می‌شود. MR به صورت درصدی و به شکل‌های زیر تعریف می‌شود:

$$MR_H = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(H)} * 100 \quad (1-2-1)$$

$$MR_0 = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)} * 100 \quad (2-2-1)$$