

## تحلیل پراکندگی پرتوهای X تشدید یافته در لبه K ی Mn در $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$

عبدالله محمدی تبار<sup>۱</sup>، محمد ابراهیم قاضی<sup>۱</sup> و هادی عربشاهی<sup>۲</sup>

۱. دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود

۲. گروه فیزیک دانشگاه تربیت معلم سبزوار

(دریافت مقاله: ۸۵/۱/۲۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۶/۱/۲۰)

### چکیده

مطالعه بر روی پدیده‌هایی چون نظم بار، اسپین و ارییتال در منگنیتها در سالهای اخیر توجه بسیار زیادی را به خود جلب کرده است. با استفاده از سینکروترونهای امروزی مطالعه این پدیده‌ها امکان پذیر شده است. چرا که به وسیله آنها می‌توان پرتو  $x$  با شار فوتونی بالا، انرژی و قطبیدگی دلخواه تولید کرد. در این مقاله با محاسبه فاکتور پراکندگی، شدت قله‌های ناشی از نظم ارییتال و بار در ترکیب  $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$  با توجه به ساختار آن و مدلی که معرفی گردیده است، محاسبه شده است. سپس وابستگی شدت این قله‌ها به انرژی فوتون فرودی و دوران نمونه حول بردار پراکندگی مورد بررسی قرار گرفته است.

واژه‌های کلیدی: نظم بار، نظم ارییتال، منگنیت، پراکندگی اشعه  $x$  تشدید یافته

### ۱. مقدمه

متناوب اسپین، بار و ارییتال را در دماهای پایین، در بعضی ترکیبات منگنز، نیکل و مس را نشان می‌دهند. این ترکیبها در حالت بدون آرایش حفره‌ای ( $x=0$ )، مثل  $NdMnO_3$ ،  $PrMnO_3$ ،  $LaMnO_3$  در همه دماها عایق هستند. این مواد می‌توانند با یونهای دو ظرفیتی (مثل  $Sr^{2+}$ ) آرایش یابند، و نتیجه این آرایش ایجاد حفره در سیستم می‌باشد و حرکت این حفره‌ها می‌تواند خاصیت فلزی را برای ماده فراهم آورد. اثرهای هیبریداسیون و برهمکنش الکترونها بر توزیع حفره‌ها تأثیر می‌گذارند و باعث می‌شوند که در دمای گذار نظم بار ( $T_{CO}$ )، حفره‌ها در نوارهای تناوبی نظم بگیرند. نظم بار پدیده‌ای است که در گستره وسیعی از مواد، شامل عناصر مغناطیسی، مشاهده شده است و به معنای جایگزیدگی حاملهای بار الکتریکی در موقعیتهای خاصی در شبکه بلور است. این در دمایی کمتر از  $T_{CO}$  اتفاق می‌افتد و نظمی را در

کشف ابررسانای دمای بالا در اکسیدهای مس در سال ۱۹۸۶ [۱] و مقاومت مغناطیسی فوق العاده بزرگ (CMR) در سال ۱۹۹۳ در برخی از اکسیدهای فلزات واسطه [۲] باعث شد که تلاش وسیعی برای مطالعه اکسیدهای عناصر واسطه صورت گیرد. اثر MR مشاهده شده در منگنیت‌های<sup>۲</sup> با ساختار پروسکایت بسیار بزرگتر از مقدار مشاهده شده در دیگر مواد است، لذا عبارت CMR برای آن، مورد استفاده قرار گرفت. این اثرها در اکسیدهای فلزات واسطه با آرایش حفره‌ای مشاهده شده‌اند و باعث شد که تحقیقات وسیعی بر روی این مواد هم به صورت تئوری و هم به طور تجربی با استفاده از تکنیکهای مختلفی از جمله پراکندگی پرتوهای  $X$ ، پراش نوترونی و الکترونی انجام پذیرد. این آزمایشها شواهدی از وجود نظم

۱. Colossal Magnetoresistance

۲. Manganite

CMR، دو پدیده جالب دیگر، نظم بار (CO) و نظم اوربیتال (OO) نیز مشاهده شده است. در منگنایتها مقدار آلیش،  $x$ ، تناسب اتمهای Mn را در حالت اکسیداسیون +۴ و +۳ کنترل می‌کند. آزمایشهای بسیاری نشان داده‌اند که خواص الکتریکی، مغناطیسی و ساختاری منگنایتها با تغییر در غلظت حاملهای بار، تغییر می‌کند. یون  $Mn^{3+}$  چهار الکترون در تراز  $3d$  خود دارد. برهمکنشهای الکترونی بین این چهار الکترون و میدان بلوری (ناشی از یونهای اکسیژن مجاور) باعث شکافتن این ترازهای  $3d$  با تبهگنی پنج گانه به دو زیرلایه انرژی می‌شود. سه تا از این الکترونها تراز انرژی پایین تر  $t_{2g}$ ، با تبهگنی سه گانه، را اشغال می‌کنند و الکترون باقی‌مانده تراز انرژی بالاتر  $e_g$ ، با تبهگنی دوگانه، را اشغال می‌کنند. این حالت بسیار ناپایدار است و این منجر به اثر شناخته شده یان-تلر (J-T) می‌شود که سیستم انرژی خود را از طریق شکافتن این حالت دوگانه به دو زیر لایه انرژی کاهش می‌دهد. تبهگنی دوگانه برای الکترون  $e_g$  بدین معنی است که دو اوربیتال برای اشغال کردن وجود دارد، این، دو درجه آزادی اسپینی و اوربیتالی را ناشی می‌شود. در منگنایتها با ساختار پروسکایت، دافعه کولنی، اثر یان-تلر بر روی ترازهای انرژی الکترون  $e_g$ ، برهمکنش الکترون-شبکه، و برهمکنش تبادل دوگانه<sup>۴</sup> نقش بسیار مهمی را در بسیاری از حالتها متفاوت ماده، مخصوصاً در ثبات حالت نظم بار بازی می‌کنند [۳]. اعوجاج ساختمان هشت وجهی  $MnO_6$  نیز به علت اثر J-T تأثیر بسزایی در گذار فاز مرتبه اول فلز-نارسانا (MI)<sup>۵</sup> در این ترکیبات بازی می‌کند [۷].

حساسیت پراکندگی پرتو X به نظم اوربیتالی در اکسیدهای عناصر واسطه هنگامی افزایش می‌یابد که انرژی پرتو X فرودی بر لبه جذب عنصر مورد نظر تنظیم شود. نتایج آزمایشهای انجام شده بر روی  $LaMnO_3$  [۸]،  $La_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$  [۹] و  $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$  [۱۰، ۱۱] وجود قله‌های نظم بار و اوربیتال

بلور به وجود می‌آورد که البته بستگی به میزان آلیش حفره‌ای سیستم دارد. از نظر تاریخی مشاهده نظم بار در منگنایتها برای اولین بار توسط ولان و کوهلر<sup>۱</sup> صورت گرفت [۳]. در بعضی از ترکیبات در دماهای کوچکتر از دمای  $T_{so}$  (دمای گذار نظم اسپین) اسپینهای یونها و  $T_{oo}$ ، اربیتالها نیز می‌توانند منظم شوند که به ترتیب نظم اسپین و اربیتال نامیده می‌شوند. دمای گذار به این حالات منظم در ترکیبات مختلف متفاوت می‌باشد.

قله‌های متناظر با نظم بار می‌توانند با پراش پرتوهای X آشکار سازی شوند اما شدت آنها  $10^{-3}$  -  $10^{-4}$  بار کوچکتر از قله‌های براگ هستند. ضمن این که قله‌های نظم اوربیتال و اسپین، به اندازه ضریب  $10^{-6}$  کوچکتر از این مقدار هستند [۴]. تکنیکهای جدید پراکندگی پرتو X، با استفاده از منابع دارای شار فوتونی زیاد (سینکروترون)، برای آشکارسازی ساختار و رفتار مغناطیسی مواد، در طی ده سال اخیر توجه زیاد دانشمندان را به خود جلب کرده است. پراکندگی پرتوهای X تشدید یافته<sup>۲</sup> (که هنگامی اتفاق می‌افتد که انرژی پرتو X فرودی بر لبه جذب عنصر مورد مطالعه منطبق شود) حساسیتهایی نشان می‌دهد که مستقیماً منجر به تعیین ساختار مغناطیسی می‌شود. تعیین دقیق قطبیدگی پرتوهای ورودی و خروجی مسیر جدیدی برای تعیین ساختار مغناطیسی باز کرده است و اجازه جداسازی سهم اسپین و اوربیتال را در پراکندگی فراهم نموده است.

## ۲. منگنایتها

منگنایتها دارای فرمول عمومی  $Ln_{1-x}A_xMnO_3$  می‌باشند که در آن Ln یکی از لانتانیدهای سه ظرفیتی مثل Nd, Pr, La می‌باشد و A عنصر قلیایی خاکی دو ظرفیتی مثل Ca, Sr و Ba است. این ترکیبات دارای ساختار پروسکایت هستند و مواد ایده آلی برای مطالعه بر روی فیزیک دستگاههای الکترونی با همبستگی شدید هستند. مطالعه روی منگنایتها از سال ۱۹۵۰ آغاز و با مشاهدات تجربی CMR در  $Nd_{0.5}Pb_{0.5}MnO_3$  [۵] و  $La_{0.3}Ba_{0.7}MnO_3$  [۶] دوباره قوت گرفت. علاوه بر کشف

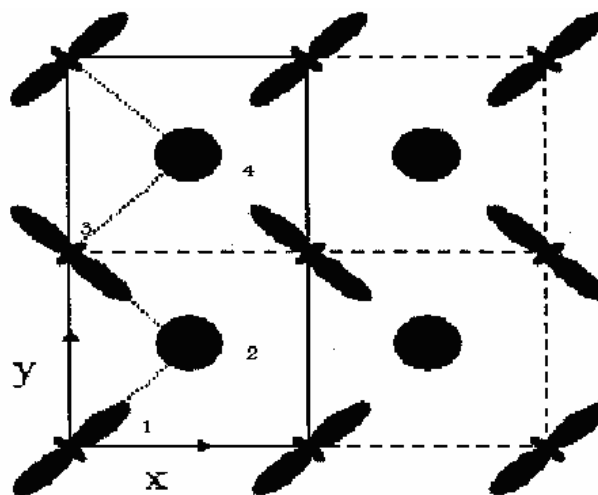
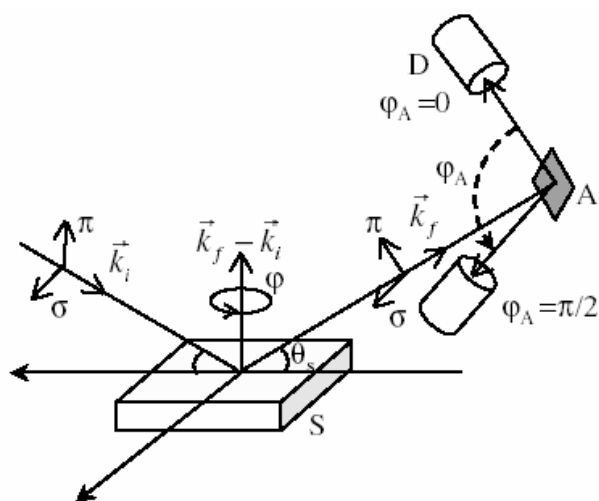
۳. Jahn-Teller

۴. Double exchange

۵. Metal-Insulator transition

۱. Wollan & Koehler

۲. Resonance X-ray scattering



شکل ۲. طرح شماتیک آزمایش پراکندگی پرتو X، بلور مورد آزمایش S - بلور آنالیزور A - آشکار ساز D.  $\vec{k}_f$  و  $\vec{k}_i$  پرتوهای X فرودی و پراکنده شده هستند [۱۴]

شکل ۱. طرح شماتیک نظم بارو اوربیتال نوع CE در منگنایتهای با آرایش نیمه به همراه سلول واحد  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ . اوربیتالهای کشیده اوربیتالهای  $e_g$  یون  $\text{Mn}^{3+}$  و دایره‌ها یون  $\text{Mn}^{4+}$  هستند.

در ترکیب  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  در حوالی  $160\text{K}$  یک گذار مرتبه اول به حالت نارسانا مشاهده می‌شود. این حالت نارسانا یک حالت نظم بار حاصل از زیرلایه‌های متنابوب  $\text{Mn}^{3+}$  و  $\text{Mn}^{4+}$  است. این نظم بار که از نوع CE می‌باشد با نظم اسپین و اوربیتال توام بوده و همچنین با اعوجاجهای زیاد شبکه همراه است [۱۳]. طرح شماتیک نظم بار و اوربیتال در شکل ۱ نشان داده شده است.

را نشان داده است. این قله‌ها یک افزایش زیاد در شدت را در لبه جذب K ی Mn نشان می‌دهند. همچنین در وابستگی شدت قله‌ها به تغییر زاویه سمتی (چرخش نمونه حول بردار پراکندگی) تقارن مشاهده شده است، که ناشی از همسانگردی چگالی الکترون در صفحه  $ab$  ناشی از نظم اوربیتالی است.

پراکندگی تشدید در واقع وقتی امکان پذیر است که بتوانیم انرژی فوتون فرودی را تغییر و مساوی یکی از لبه‌های جذب عنصر مورد نظر انتخاب کنیم. همچنین در مطالعه نظم بار، اسپین و اوربیتال باید پرتو فرودی دارای قطبیدگی معین و مطالعه قطبیدگی پرتوهای پراکنده نیز امکان پذیر باشد. علاوه بر اینها به علت ضعیف بودن شدت بازتابهای ناشی از این نظمها، عملاً استفاده از منابع آزمایشگاهی تولید پرتوهای X برای این کار امکان پذیر نمی‌باشد. ولی منابع سینکروترون امروزی به دلیل داشتن چگالی شار فوتونی بالا، قابلیت تغییر انرژی فوتون فرودی و درجه بالایی از قطبیدگی خطی، شرایط فوق را برآورده می‌کنند. طرح شماتیک آزمایش پراکندگی در شکل ۲

در  $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  نظم بار تنها به یک گستره محدود و غلظت Sr حوالی  $x=1/2$  منحصر شده است. دیاگرام فازی آن [۱۲] نشان می‌دهد که این ترکیب بر حسب  $x$  و دما دارای ساختارهای مغناطیسی متفاوتی است. این ماده در دماهای بالا پارامغناطیس و عایق است. در آرایش کم، نظم مغناطیسی حالت پایه سیستم، فاز فرومغناطیس است و با افزایش  $x$  به فاز نظم بار با آرایش اسپینی پاد فرو مغناطیس (نوع CE) تبدیل می‌شود. با افزایش بیشتر Sr، حالت پاد فرومغناطیس نوع A به وجود می‌آید که خاصیت فلزی دارد و در نهایت به آنتی فرومغناطیس عایق نوع C ختم می‌شود. نظم بار- اسپین نوع CE تنها در  $x=1/2$  پایدار است. توزیع بار به صورت نظم نوع CE در یونهای  $\text{Mn}^{3+}$  و  $\text{Mn}^{4+}$  تنها در صورت حضور الکترونها غیر جایگزیده  $e_g$  اتفاق می‌افتد.



دست می آیند:

$$F(h,0,0) = F(0,k,0) = \begin{bmatrix} f_{\perp} + f_{\text{II}} - 2f & \circ & \circ \\ \circ & f_{\perp} + f_{\text{II}} - 2f & \circ \\ \circ & \circ & 2f_{\perp} - 2f \end{bmatrix}$$

$$F(0,k/2,0) = \begin{bmatrix} \circ & f_{\perp} - f_{\text{II}} & \circ \\ f_{\perp} - f_{\text{II}} & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ \end{bmatrix}. \quad (7)$$

شدت پراکندگی پرتو X تشدید یافته از رابطه زیر به دست می آید [۱۴]:

$$I(\varphi, \varphi_A) = \sum_{\lambda_i} \left| \sum_{\lambda_f} M_{\lambda_i \lambda_f}(\varphi_A) \cdot A_{\lambda_i \lambda_f}(\varphi) \right|^2 \quad (8)$$

که در آن  $\lambda_i$  و  $\lambda_f$  نشان دهنده قطبش پرتو X فرودی و پراکنده شده هستند.  $M(\varphi_A)$  ماتریس پراکندگی آنالیزور و  $A$  به صورت زیر می باشند [۱۴]:

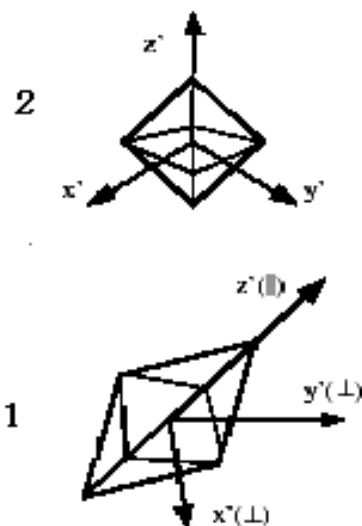
$$M(\varphi_A) = F_A \begin{pmatrix} \cos \varphi_A & -\sin \varphi_A \\ \sin \varphi_A \cos \vartheta_A & \cos \varphi_A \cos \vartheta_A \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$A_{\lambda_i \lambda_f}(\varphi) = \frac{e^{\lambda}}{mc^2} \vec{e}_{k_f \lambda_f} [U(\varphi) V F V^+ U^+(\varphi)] \vec{e}_{k_i \lambda_i}^+. \quad (10)$$

در روابط فوق  $F_A$  فاکتور پراکندگی ساختار مربوط به بلور آنالیزور،  $F$  فاکتور پراکندگی ساختار نمونه در مختصات متصل به بلور  $(xyz)$ ، زاویه پراکندگی آنالیزور که مقدار آن  $90^\circ$  گرفته می شود،  $\varphi_A$  زاویه سمتی آنالیزور (که برای پراکندگی  $\sigma$  صفر درجه و برای پراکندگی  $\pi$  نود درجه می باشد)،  $V$  ماتریس تبدیل دستگاه مختصات متصل به بلور به دستگاه مختصات آزمایشگاهی یعنی  $(\hat{e}_1, \hat{e}_2, \hat{e}_3)$  و  $\theta$  زاویه پراکندگی بازتاب مورد نظر است.  $U$  ماتریس چرخش بلور حول بردار پراکندگی است که با توجه به شکل ۲ و با انتخاب محور  $z$  در راستای بردار پراکندگی  $(\vec{q} = \vec{k}_f - \vec{k}_i)$ ، می توان  $U$  را بدین صورت نوشت:

$$U(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \circ & -\sin \varphi \\ \circ & 1 & \circ \\ \sin \varphi & \circ & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (11)$$

پراکنده هستند که در دستگاه مختصات آزمایشگاهی با توجه به شکل ۲ برای قطبیدگیهای  $\sigma$  و  $\pi$  پرتوهای فرودی و پراکنده عبارتند از:



شکل ۳. هشت وجهیهای  $\text{Mn}^{2+}\text{O}_6$  (شماره ۱) و  $\text{Mn}^{4+}\text{O}_6$  (شماره ۲) که در شکل ۱ با شماره های ۱ و ۲ مشخص شده اند.

ناهمسانگردی) و  $f_{\perp}$  (فاکتور پراکندگی عمود بر راستای ناهمسانگردی) می باشد، یعنی:

$$f_{\parallel} = f_{\parallel} = \begin{bmatrix} f & \circ & \circ \\ \circ & f & \circ \\ \circ & \circ & f \end{bmatrix}, \quad f_{\perp} = \begin{bmatrix} f_{\perp} & \circ & \circ \\ \circ & f_{\perp} & \circ \\ \circ & \circ & f_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

در این مدل با توجه به نتایج تجربی فرض شده است که راستای ناهمسانگردی با محورهای  $xyz$  بلور، زاویه  $45^\circ$  می سازد. پس ماتریسهای فوق را می توانیم با استفاده از ماتریسهای دوران در دستگاه متصل به سلول واحد  $xyz$  به شکل زیر بنویسیم:

$$f_{\parallel} = \gamma_{\parallel} \begin{bmatrix} f_{\perp} + f_{\text{II}} & f_{\perp} - f_{\text{II}} & \circ \\ f_{\perp} - f_{\text{II}} & f_{\perp} + f_{\text{II}} & \circ \\ \circ & \circ & 2f_{\perp} \end{bmatrix},$$

$$f_{\parallel} = f_{\parallel} = \begin{bmatrix} f & \circ & \circ \\ \circ & f & \circ \\ \circ & \circ & f \end{bmatrix},$$

$$f_{\perp} = \gamma_{\perp} \begin{bmatrix} f_{\perp} + f_{\text{II}} & f_{\text{II}} - f_{\perp} & \circ \\ f_{\text{II}} - f_{\perp} & f_{\perp} + f_{\text{II}} & \circ \\ \circ & \circ & 2f_{\perp} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

با جایگذاری در معادلات ۲ تا ۴ فاکتورهای ساختار چنین به

زاویه بین بردار قطبیدگی پرتو  $X$  و جهت محور نا همسانگردی اتم بستگی دارد. در محاسبات انجام شده  $\delta_{chem} = 0/V$  eV و  $\delta_{anis} = 1/6$  eV انتخاب [۱۵] و از داده‌های تجربی بخش حقیقی  $f'$  و موهومی  $f''$  فاکتور پراکندگی برحسب انرژی، مربوط به نمونه‌های  $LaMnO_3$  و  $CaMnO_3$  استفاده شده است [۱۶]. لازم به ذکر است که در نمونه اول یونهای Mn به شکل  $Mn^{3+}$  و در نمونه دوم به شکل  $Mn^{4+}$  می‌باشند.

شکل ۴ (سمت راست) شدت پراکندگی ناشی از قله نظم بار  $(0, 0, 0)$  را در کانال  $\sigma - \sigma$  بر حسب تغییر در انرژی فوتون فرودی نشان می‌دهد. شکل برای دو زاویه سمتی متفاوت  $\varphi$  رسم گردیده است. تشدید در انرژی ۶۵۵۷ eV اتفاق می‌افتد که متناظر با لبه جذب  $K$ ی اتم منگنز می‌باشد.

در شکل ۵ (سمت راست) بستگی شدت این قله بر حسب زاویه سمتی (دوران نمونه حول بردار پراکندگی) رسم شده است. همان طور که شکل به خوبی نشان می‌دهد شدت قله وابسته به زاویه سمتی می‌باشد که ناشی از تغییرات چگالی اوربیتال  $e_g$  ی منگنز در صفحه  $ab$  می‌باشد. شکل به ازای انرژیهای متفاوت رسم شده است و همان طور که ملاحظه می‌گردد وقتی از انرژی تشدید دور می‌شویم، شدت کاهش می‌یابد تا این که در انرژی ۶۵۷۰ eV که دور از لبه جذب می‌باشد، شدت تقریباً ثابت و صفر می‌شود. لازم به ذکر است که شدت پراکندگی ناشی از نظم بار در کانال چرخیده  $\sigma - \pi$  در مقابل  $\sigma - \sigma$  خیلی کوچک و تقریباً صفر می‌باشد.

حال به بررسی نتایج حاصل از بازتاب ناشی از نظم اوربیتال می‌پردازیم. نمودار شدت بر حسب انرژی و زاویه سمتی برای قله  $(0, k/2, 0)$  در شکل‌های ۴ و ۵ (سمت چپ) نشان داده شده است. تشدید در انرژی حدود ۶۵۵۷ eV اتفاق می‌افتد که به خوبی بستگی به انرژی را نشان می‌دهد. لازم به ذکر است همان طور که معادله (۱۵) نشان می‌دهد شدت این قله در کانال  $\sigma - \sigma$  صفر می‌باشد. وابستگی شدت به زاویه سمتی نیز نشان می‌دهد که ماکزیم شدت در انرژی تشدید اتفاق می‌افتد و به طور مشابه وقتی از انرژی لبه جذب  $K$ ی اتم منگنز دور می‌شویم شدت تقریباً صفر خواهد شد.

$$\bar{e}_{k_i\sigma} = (1 \ 0 \ 0), \quad \bar{e}_{k_f\sigma} = (1 \ 0 \ 0), \quad (12)$$

$$\bar{e}_{k_i\pi} = (\sin\theta_s \ \cos\theta_s \ 0), \quad \bar{e}_{k_f\pi} = (-\sin\theta_s \ \cos\theta_s \ 0).$$

البته ذکر این مطلب ضروری است که سهم مربوط به پراکندگی تامسون چون یک جمله ثابت مستقل از انرژی است و تنها باعث ایجاد یک شدت زمینه می‌شود، در محاسبات در نظر گرفته نشده است.

### ۳.۱. محاسبه شدت پراکندگی از قله نظم بار $(h, 0, 0)$ در کانال $\sigma - \pi$ و $\sigma - \sigma$

با استفاده از روابط ذکر شده فوق برای قله  $(h, 0, 0)$  داریم:

$$I_{(h,0,0)}^{\sigma\sigma} = \left[ F_A \frac{e^2}{mc^2} \right]^2 \left[ (f_{\perp} + f_{\parallel} - 2f) \sin^2 \varphi + 2(f_{\perp} - f) \cos^2 \varphi \right]^2 \quad (13)$$

به طور مشابه برای کانال  $\sigma - \pi$ ، با جایگذاری مقادیر متناظر نتیجه می‌شود:

$$I_{(h,0,0)}^{\sigma\pi} = \left[ F_A \frac{e^2}{mc^2} \right]^2 [(f_{\perp} - f_{\parallel}) \sin \varphi \cos \varphi \sin \theta]^2. \quad (14)$$

### ۳.۲. محاسبه شدت پراکندگی از قله نظم اوربیتال $(0, k/2, 0)$ در کانال $\sigma - \pi$ و $\sigma - \sigma$

$$\Rightarrow I_{(0,k/2,0)}^{\sigma\sigma} = 0, \quad (15)$$

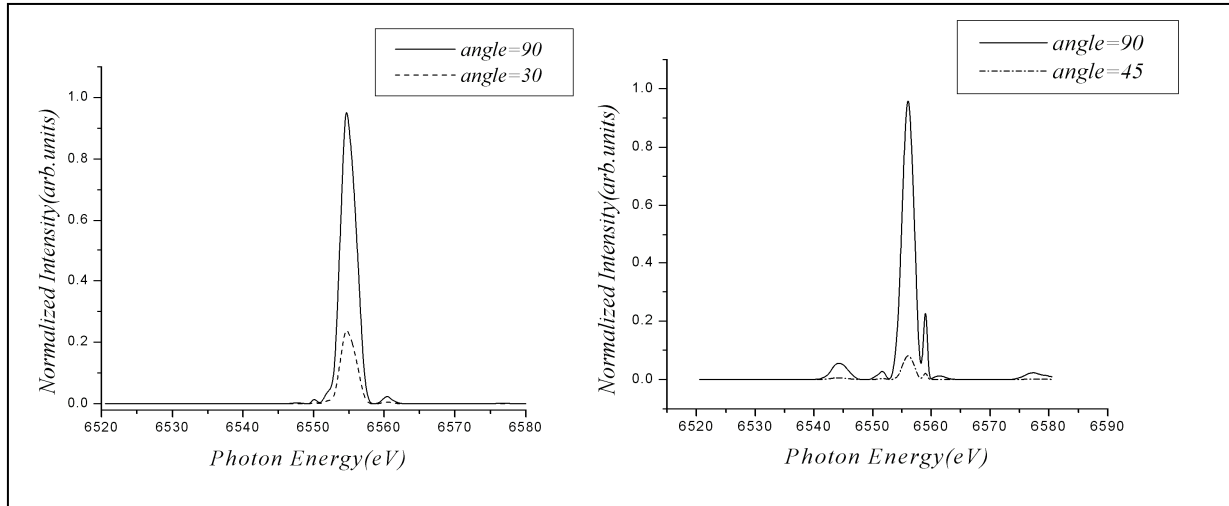
$$I_{(0,k/2,0)}^{\sigma\pi} = \left[ F_A \frac{e^2}{mc^2} \right]^2 \left[ \sin^2 \varphi \cos^2 \theta (f_{\perp} - f_{\parallel})^2 \right]. \quad (16)$$

### ۴. نتایج

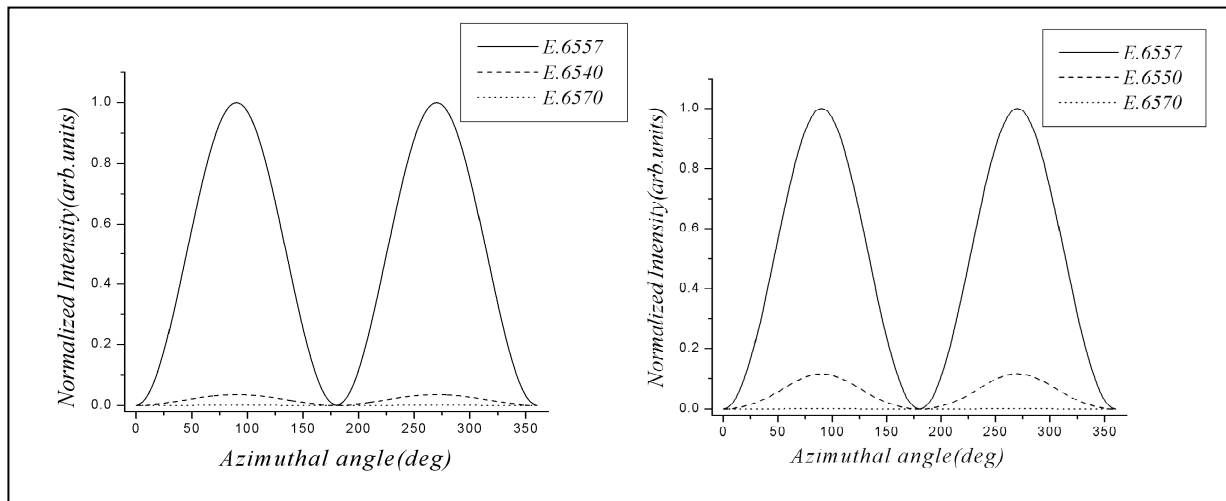
تشدید اصلی در شدتها در لبه جذب  $K$ ی اتم Mn اتفاق می‌افتد. مقدار انرژی لبه جذب یک اتم در ترکیب به دو عامل حساس است: یکی به حالت ظرفیت اتم، و دیگری به شرایط محیط اطراف اتم (همسانگردی یا نا همسانگردی). برای قطبیدگیهای متفاوت، عامل اول جابه‌جایی شیمیایی<sup>۱</sup> و مورد دوم، جابه‌جایی نا همسانگردی<sup>۲</sup> خوانده می‌شود. وضعیت انرژی لبه جذب به

۱. Chemical shift

۲. Anisotropic shift



شکل ۴. شدت پراکندگی بازتاب ( $30^\circ$ ) در کانال  $\sigma$ - $\sigma$  ناشی از نظم بار (سمت راست) و بازتاب ( $90^\circ, k/2, 0$ ) در کانال  $\sigma$ - $\pi$  ناشی از نظم اوربیتال (سمت چپ) بر حسب انرژی پرتو X فرودی. خط ممتد به ازای زاویه سمتی  $\phi = 90^\circ$  و خط چین به ازای زاویه سمتی  $30^\circ$  و  $45^\circ = \phi$  است.

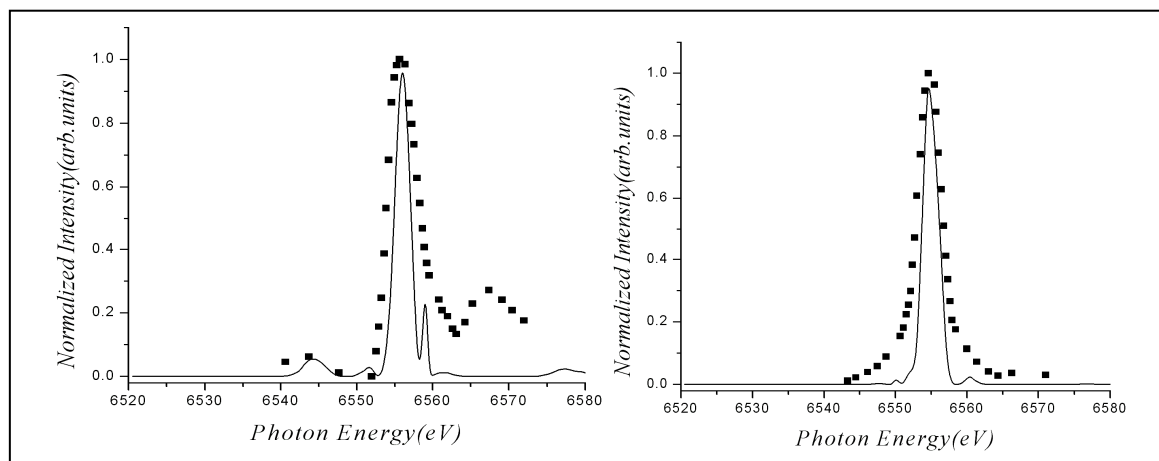


شکل ۵. شدت پراکندگی بازتاب ( $30^\circ$ ) در کانال  $\sigma$ - $\sigma$  ناشی از نظم بار (شکل سمت راست) و بازتاب ( $90^\circ, k/2, 0$ ) در کانال  $\sigma$ - $\pi$  ناشی از نظم اوربیتال (سمت چپ) بر حسب زاویه سمتی. خط ممتد به ازای انرژی در لبه جذب و خطهای دیگر به ازای انرژیهای دیگر می باشد.

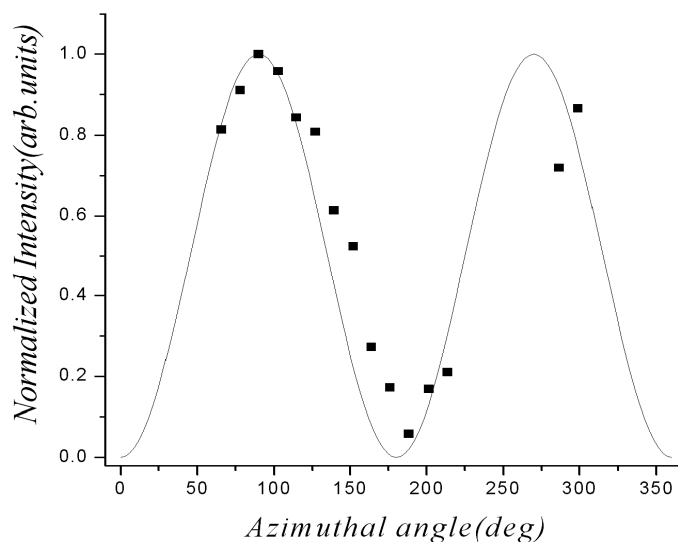
است. در این شکلها منحنی نشان داده شده توسط مربعهای کوچک مربوط به داده های تجربی ذکر شده می باشد. لازم به ذکر است که هر دو منحنی جهت مقایسه بهتر داده ها به عدد یک نرمالیزه شده اند. منحنیها نشان می دهند که در مورد انرژی مربوط به تشدید و همچنین شکل عمومی منحنیها، توافق نسبتاً خوبی بین این نتایج و داده های تجربی وجود دارد.

## ۵. نتیجه گیری

مقایسه نتایج به دست آمده بر اساس این مدل و مقادیر اندازه گیری شده از بازتابهای نظم بار و اوربیتال در فاز دمایی پایین  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  با نتایج مارتین و همکارانش [۱۵] و ناکامورا و همکارانش [۱۷] نشان می دهد که توافق نسبتاً خوبی وجود دارد که برای مقایسه در شکلهای ۶ و ۷ نشان داده شده



شکل ۶. شدت بازتاب نظم بار ( $30^\circ$ ) در کانال  $\sigma$ - $\sigma$  (سمت چپ) و بازتاب نظم اوربیتال ( $0^\circ, 5/2, 0^\circ$ ) در کانال  $\sigma$ - $\pi$  (سمت راست) برحسب انرژی پرتو  $X$  فرودی به ازای زاویه سمتی  $\phi = 90^\circ$  خط ممتد، حاصل از محاسبات و مربعها نتیجه [۱۷] آزمایشها می باشد.



شکل ۷. شدت بازتاب نظم اوربیتال ( $0^\circ, k/2, 0^\circ$ ) در کانال  $\sigma$ - $\pi$  در انرژی لبه جذب، برحسب زاویه سمتی. خط ممتد، حاصل محاسبات و مربعها نتیجه [۱۷] آزمایشها می باشد.

توافق نسبتاً خوبی با تجربه می باشند.

نتایج به دست آمده در اینجا بر اساس مدل انتخاب شده می تواند تأییدی بر وجود نظم شطرنجی<sup>۲</sup> و همچنین نظم اوربیتالی الکترونیهای  $e_g$  در ترکیب  $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$  باشد. بدین معنی که این یونهای Mn با ظرفیتهای  $+3$  و  $+4$  در دماهای پایین مطابق شکل ۱ نظم می یابند.

در شکل ۷ تغییر شدت بر حسب زاویه سمتی برای بازتاب ناشی از نظم اوربیتال به همراه نتایج تجربی (مربعها) جهت مقایسه نشان داده شده است. در آزمایش به علت محدودیتهایی که در چرخش نمونه حول بردار پراکندگی وجود دارد که آن هم به دلیل دستگاه پراش سنج<sup>۱</sup> و آشکار سازها می باشد امکان دستیابی به تمام زوایای سمتی وجود ندارد. شکلها نشان دهنده

۲. Checkerboard pattern

۱. Diffractometer



## مراجع

- Rev. Lett.* **80** (1998) 1932.
10. K Nakamura, T Arima, A Nakazawa, et al., *Phys. Rev. B* **60** (1999) 2425.
  11. J P H Zimmermann M v, Doon Gibbs, M Blume, D casa, B Kimer, Y Murakami, Y tomioka and Y Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4872.
  12. R Kajimoto, H Yoshizawa, H Kawano, et.al., *Phys. Rev. B* **60** (1999) 9506.
  13. H Kuwahara, Y Tomioka, A Asamitsu, et.al, *Science* **270** (1995) 961.
  14. Sumio. Ishihara, Sadamichi. Maekava, *Rep. Prog. Phys.* 65 (2002) 561.
  15. Javier Herrero-Martín, Joaquín García, et.al, *Phys. Rev. B* **70** (2004) 024408.
  16. W Stuart, PhD. thesis, Durham Univ. UK, (2003).
  17. K Nakamura, T Arima, A Nakazawa, et.al, *Phys. Rev. B* **60** (1999) 2425.
  1. J Bernors and K A Muller, *Zeitsch for physics B-Condensed Matter* **64** (1986) 189.
  2. Rvon Helmolt, J Walker, B Holzapf, et. al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 2331.
  3. E O Wollan and W C Koehler, *Phys. Rev.* **100** (1955) 545.
  4. J M Tranquada, B J Sternlieb, J D Axe, et. al., *Nature* **375** (1995) 651.
  5. R M Kusters, J Singleton, D A Keen, et. al., *Physica B* **155** (1989) 362.
  6. C W Searle and S T Wang, *Can. J. Phys.* **47** (1969) 2703.
  7. P Dai, J D Zhang, H A Mook, et al., *Phys. Rev. B* **54** (1996) R3694.
  8. Y Murakami, J P Hill, D Gibbs, et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 582.
  9. Y Murakami, H Kawada, H Kawata, et al., *Phys.*