

مشخصه‌های آماری ذرات ضبط مغناطیسی

علی سیب و محمد اخوان

آزمایشگاه تحقیقاتی مغناطیس (MRL)، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

(دریافت مقاله: ۸۰/۶/۱۲ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۱/۷/۴)

چکیده

در ضبط مغناطیسی، از منحنی مغناطش باقی مانده محیط برحسب میدان اعمال شده، $M_r(H)$ ، پارامترهایی به دست می‌آیند که بیانگر خواص محیط از لحاظ ظرفیت ضبط و نسبت سیگنال به نوفه می‌باشند. بنابر مدل (SW) Stoner-Wohlfarth، حلقه پسماند ذره مغناطیسی تک حوزه ناهمسانگرد، در جهت آسان ذره، مربعی شکل است و در جهت سخت آن بین دو حد H_k و $-H_k$ خطی می‌باشد. در مورد بافتی از ذرات یکسان با محورهای آسان موازی، نوفه محیط به روش آماری توسط Mallinson محاسبه شده است. مدل Preisach در تکمیل مدل SW برای ذرات با محور آسان موازی، توزیعهای گوسی از H_k و میدان برهمکنش H_i در نظر می‌گیرد و مربعی بودن حلقه مغناطش پسماند محیط را محاسبه می‌کند. با وجود این لازم است در محیطی با توزیع جهت داری از محور آسان ذرات، سازوکار تغییرات M_r از روی مشخصه‌های آماری سیستم شناخته شود. در کار حاضر، ابتدا نمونه‌هایی از ذرات آهن تک حوزه و سوزنی شکل به طول $0.3 \mu\text{m}$ رشد داده و بافتی جهت داری از آنها تهیه شده است. آنگاه با چندین اندازه گیری مغناطیسی، توزیع محور آسان نمونه‌ها تعیین، و اثر پهنای این توزیع روی اندازه‌های M_r و وادارندگی (H_e) بررسی شده است. تفاوت نتایج با مدل SW در مورد H_c بیانگر نوعی همبستگی ذرات در ماده است که منشأ آن برهمکنش دو قطبهای مغناطیسی است. همچنین روشی برای تعیین توزیع میدان کلیدزنی ذرات ارائه گردیده و برای نمونه‌های مختلف اعمال شده است. باریک بودن این توزیع، عامل کاهش پهنای ناحیه گذار مغناطش در محیط ضبط و افزایش سیگنال است. بالا بودن میدان در بیشینه توزیع، نشانه توانایی افزایش ظرفیت ضبط در محیط است.

واژه‌های کلیدی: ذرات ریز مغناطیسی، توزیع میدان کلیدزنی، توزیع محورهای آسان، محیط ضبط مغناطیسی

۱. مقدمه

که در آن v سرعت محیط، w پهنای مسیر، δ' ضخامت لایه مغناطیسی، M_r مغناطش باقی مانده محیط، H_g میدان درون شکاف هد، i جریان هد، g پهنای شکاف، d فاصله صفحه بالایی لایه مغناطیسی از سطح هد، و $2a$ پهنای ناحیه گذار مغناطش در محیط است. برای یک ضبط مغناطیسی با ظرفیتی در حدود MB/in^2 ، ابعاد d ، g ، δ' ، و طول Bit از مرتبه میکرون، a کسری از آن و w یک مرتبه بزرگتر از میکرون می‌باشند [۲]. M_r تابع میدان است و در بخشهای بعدی مورد بررسی قرار می‌گیرد. اندازه a نیز با فرآیند "نوشتن" مشخص می‌گردد. در "نوشتن"، مغناطش موضعی محیط تحت تأثیر میدانهای

تغییرات مغناطش باقیمانده $M_r(H)$ در محیط ضبط مغناطیسی، نتیجه پاسخ محیط به میدان هد (سوزن ضبط، head) است و در ذخیره سازی اطلاعات دیجیتالی به صورت ناحیه‌هایی با مغناطش مثبت یا منفی و ناحیه‌های گذار بین آنها شکل می‌گیرد. با عبور این ناحیه‌های گذار، سیگنال خروجی در هد القا می‌شود. بر اساس القای متقابل بین محیط و هد، قله این سیگنال با به کار بردن میدان هد به دست می‌آید [۱].

$$V^{\text{peak}} \approx \frac{4\mu_0}{\pi} v w \delta' M_r \frac{H_g}{i} \tan^{-1} \left(\frac{g/2}{d+a} \right), \quad (1)$$

تک حوزه مغناطیسی ناهمسانگرد در یک میدان اعمال شده مطالعه می‌شود. بر اساس مدل Stoner-Wohlfarth (SW)، جهت گیری بردار گشتاور مغناطیسی ذره تک حوزه ناهمسانگرد در میدان مغناطیسی \vec{H} با معادله انرژی تعیین می‌شود (شکل ۱-الف)

$$E = E_a - \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H} = KV \sin^2 \varphi - V \mu_0 H M_s \cos(\theta - \varphi) \quad (3)$$

که در آن انرژی ناهمسانگردی مغناطیسی، K ضریب ناهمسانگردی مغناطیسی و V حجم ذره است. در غیاب میدان H کمترین انرژی ذره در $\varphi=0$ یا $\varphi=\pi$ است و در این حالت مغناطش در محور آسان (EA) قرار می‌گیرد. اکنون اگر میدان مخالف صفر و در جهت $\theta=0$ به کار رود، انرژی دو مقدار کمینه متناظر با مغناطشهای M_s و $-M_s$ دارد که به ترتیب به حالت‌های انرژی کمینه منفی و انرژی کمینه مثبت تعلق دارند.

$$E_{\min} = \mp \mu_0 M_s V H, \quad M = \pm M_s, \quad \varphi = \begin{cases} 0 \\ \pi \end{cases} \quad (4)$$

و بیشینه انرژی در زاویه φ_1 است به طوری که:

$$E_{\max} = KV \left[1 + \left(\frac{\mu_0 M_s H}{\sqrt{K}} \right)^2 \right], \quad \cos \varphi_1 = - \frac{\mu_0 M_s H}{\sqrt{K}} \quad (5)$$

با معکوس کردن میدان، حالت کمینه پایتتر، متناظر با M_s ، به کمینه بالاتر (حالت $-M_s$) تبدیل می‌شود. ولی سیستم برای گذار به کمینه پایتتر باید از یک سد انرژی ΔE بگذرد.

$$\Delta E = E_{\max} - E_{\min} = KV \left(1 - \frac{|H|}{H_k} \right)^2, \quad H_k = \frac{\sqrt{K}}{\mu_0 M_s} \quad (6)$$

که در اینجا H_k میدان ناهمسانگردی ذره است. این گذار به شرطی رخ می‌دهد که اندازه H در جهت معکوس به H_k برسد و سد انرژی بنابر معادله (۶) صفر شود. نتیجه این تحلیل، یک حلقه پسماند مربعی برای ذره در حالتی است که میدان موازی با محور آسان ذره اعمال بشود. اکنون در جهت سخت (HA)، $\theta = \frac{\pi}{2}$ ، E_{\min} متناظر است با مغناطشی که متناسب با H است.

$$E_{\min} = - \frac{(\mu_0 M_s H)^2}{\sqrt{K}} \quad (7)$$

$$M = M_s \sin \varphi = \left(\frac{\mu_0 M_s^2}{\sqrt{K}} \right) H \quad (8)$$

به این ترتیب برای ذره‌ای که میدان بر محور آسان آن عمود

هد H و محیط H_c (میدان وامغناطش) قرار می‌گیرد. علاوه بر این، منحنی مشخصه مغناطش محیط $M(H)$ تعیین کننده تغییرات مغناطش برحسب فاصله از مرکز هد در امتداد مسیر است.

$$\left. \frac{dM}{dx} \right|_{x_0} = \left. \frac{dM}{dH_{\text{tot}}} \right|_{H_c} \left(\frac{dH}{dx} + \frac{dH_d}{dx} \right) \Big|_{x_0} \quad (2)$$

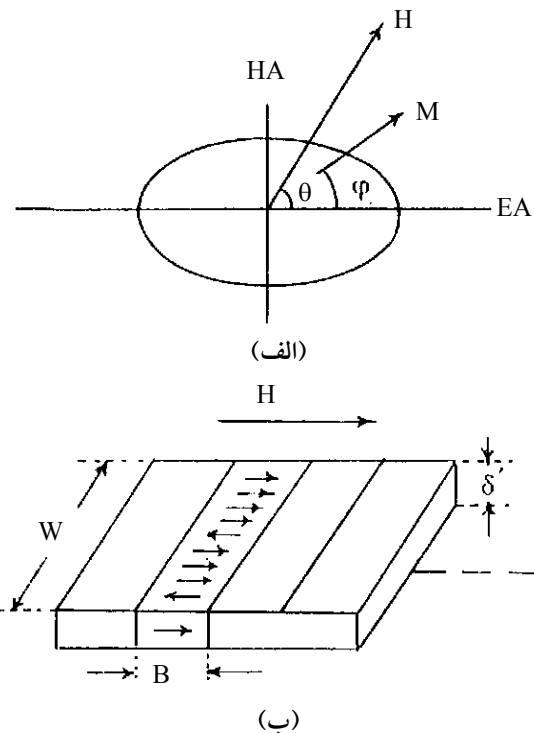
در اینجا، H_c وادارندگی (coercivity) محیط است و x_0 وسط گذار مغناطش را نشان می‌دهد. با اعمال میدانهای H و H_d پهنای ناحیه گذار به دست می‌آید [۳ و ۱].

به منظور افزایش ظرفیت یا چگالی ضبط و نیز افزایش سیگنال خروجی، لازم است اندازه a کاهش یابد. در مورد یک حلقه پس ماند ایده‌آل (مربعی)، a به کمترین مقدار می‌رسد. پس از عبور از برابر هد، M تبدیل به M_r می‌شود. بنابراین، به جای حلقه $M(H)$ می‌توان مستقیماً حلقه $M_r(H)$ را در نظر گرفت [۴]. ناحیه کار، بخش خطی حلقه پسماند در دو سوی H_{rc} است که در آن $M_r=0$. به این ترتیب، سیگنال ورودی روی یک میدان DC سوار می‌شود که اندازه آن برابر H_{rc} است.

برای بررسی تحلیلی مشخصه‌های مغناطیسی محیط، پهنای گذار مغناطش و محل تشکیل آن، شناسایی ساختار محیط لازم است. به طور کلی تغییر مغناطش در یک ماده فرومغناطیس با دو ساز و کار انجام می‌شود: حرکت دیوارهای حوزه و چرخش گشتاور مغناطیسی حوزه‌ها. از آنجا که حرکت دیوارها با تغییر شکل و ابعاد حوزه‌ها همراه است، تغییر مغناطش یک محیط ضبط با چنین ساز و کاری قابل پذیرش نیست زیرا مغناطش موضعی باید رفتار کلیدزنی مستقل داشته باشد و این با چرخش گشتاور مغناطیسی حوزه‌ها امکان پذیر است. از این رو محیط ضبط مغناطیسی با ساختار لایه‌های نازک [۲] و یا بافت جهت‌داری از ذرات مغناطیسی تک حوزه و ناهمسانگرد [۵] تهیه می‌شود. اغلب محیطهای ضبط مغناطیسی متداول و ارزان از نوع دوم می‌باشند [۶]. این محیطها شامل یک پوسته نازک از بافت ذرات فوق در یک ماده پلیمر آلی هستند که روی زیرلایه‌های مختلفی پوشش داده می‌شوند. مشخصه‌های مغناطیسی چنین محیطی مانند M_r ، H_c و $\frac{dM}{dH}$ به خواص مغناطیسی تعادلی و دینامیکی ذرات تک حوزه و نیز مشخصه‌های آماری محیط بستگی دارند. در اینجا نخست رفتار

یکدیگر همچنان وجود دارد و موجب انحراف مشخصه‌های مغناطیسی محیط از نتایج مدل SW می‌گردد. با وجود این، مدل SW شروع مناسبی است. سد انرژی ΔE (رابطه ۶) نتیجه ناهمسانگردی ذرات است که ممکن است منشأ بلوری یا شکلی داشته باشد و عامل پایداری مغناطیسی ماده در برابر افزایش دما است. در این مورد عامل $e^{\Delta E/kT}$ تعیین کننده زمان پایداری محیط است [۷]. بنابر ملاحظات فوق، ناهمسانگرد بودن ذرات به دو دلیل لازم است: الف) وجود حلقه پسماند با H_c و M_r بالا، ب) پایداری مغناطیسی محیط.

سیگنال خروجی باید نتیجه یک پاسخ خطی ماده به سیگنال ورودی، و دارای توان بالا و نوفه پایین باشد. در ضبط با ظرفیت بالا طول Bit (B) و پهنای ناحیه گذار (a) کاهش می‌یابند. $\frac{dM}{dH}$ بالا برای کاهش a (رابطه ۲)، M_r بالا برای افزایش سیگنال (معادله ۱)، و H_c بالا برای کاهش اندازه Bit یا $2x$ مورد نیاز است. کاهش x با افزایش H_c به این دلیل است که مرکزناحیه گذار از تلاقی خط $H=H_c$ با منحنی $H_{tot}(x)=H(x)+H_d(x)$ به دست می‌آید. علاوه بر این، از نظر مفهومی H_c بالا تضمین کننده رفتار کلیدزنی مستقل برای هر Bit در برابر میدان H_d محیط است زیرا برای Bit کوچک، فاصله از ناحیه گذار کاهش یافته و در این فاصله H_d بزرگتر است [۱] و H_c باید بالاتر از H_d در تمام نقاط باشد. از سوی دیگر، افت و خیز در محل ناحیه گذار، به ویژه در چگالی ضبط بالا عدم دقت در فاصله بین پالسهای خروجی را در پی دارد و روی هم افتادگی قسمتی از این پالسها یک نوفه است. نوفه گذار حاصل از همگن نبودن محیط در مقیاس طول هر Bit است. ملاحظات فوق را می‌توان از دیدگاه ساختار محیط و مشخصه‌های آماری آن مورد توجه قرار داد. ذرات کوچکتر و سوزنی شکل به علت داشتن ضریب ناهمسانگردی مغناطیسی بالا و در نتیجه H_c و H_k بزرگتر برای ظرفیتهای ضبط بالا مناسبند. کاهش اندازه ذرات به حد ناپایداری دمایی محدود می‌شود. اگر ذرات به اندازه‌ای بزرگ باشند که تغییرات میدان با فاصله، در طول یک ذره روی رفتار کلیدزنی آن مؤثر باشد، نوفه ذرات پدید می‌آید [۱]. چنین نوفه‌ای در محیطی با یک توزیع پهن از اندازه ذرات قابل پیش بینی است. به طور کلی، مشخصه‌های محیط و سازوکار تغییرات مغناطش باقی مانده



شکل ۱. الف) تک حوزه مغناطیسی ناهمسانگرد در میدان، ب) طرح توزیع گشتاورهای مغناطیسی ذرات در یک Bit.

باشد، مغناطش بین دو حد $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ به طور خطی با H تغییر می‌کند و در خارج از این فاصله در یکی از دو حد M_s یا $-M_s$ ثابت می‌ماند. در اندازه‌های θ بین صفر و $\frac{\pi}{2}$ ، حلقه مغناطش تک حوزه بین دو شکل مربعی و خطی است [۵]، به گونه‌ای که با افزایش θ اندازه‌های M_r و H_c کاهش می‌یابند. برای یک توزیع تصادفی محورهای آسان در یک سیستم از ذرات تک حوزه مشابه، داریم $M_r = \frac{M_s}{2}$ و $H_c = \frac{H_k}{2}$ [۳] که در آن M_s و M_r به ترتیب مغناطشهای اشباع و باقی مانده محیط هستند.

محیط ضبط مغناطیسی شامل بافتی با یک توزیع جهت‌دار از محور آسان ذرات است. تغییر پارامترهای M_r و H_c با پهنای توزیع در این مقاله تعیین می‌شود. در چنین محیطی، تغییرات مغناطش در ناحیه گذار با تغییر نسبت تعداد گشتاورهای مغناطیسی تک حوزه‌ها در یک سوی جهت تقارن به سوی مخالف آن انجام می‌شود. هر چند که با جدا نمودن حوزه‌های مغناطیسی از یکدیگر، برهمکنش تبادلی فقط درون هر حوزه مؤثر است، ولی برهمکنش دوقطبیهای مغناطیسی حوزه‌ها با

Bit (\bar{N} کوچک) این نسبت پایین می‌آید، و این یک محدودیت در بالا بردن ظرفیت ضبط مغناطیسی است. برای یک حلقه پسماند ایده‌آل ($\bar{m}=1$) داریم:

$$SNR = \frac{\bar{N}}{1 - \bar{P}} \quad (14)$$

برای \bar{m} کوچک، و تراکم کسری پایین نسبت توان سیگنال به نوفه متناسب با مجذور S است

$$SNR \cong \bar{m} \bar{N} \quad (15)$$

مشابه بودن ذرات و همجهت بودن محورهای آسان آنها منجر به رفتار کلیدزنی یکسان ذرات در محیط می‌شود ولی در واقع ذرات مغناطیسی به لحاظ هر یک از مشخصات خود دارای یک توزیع آماری هستند. توزیعهای محور آسان، میدان ناهمسانگردی، میدان برهمکنش و سرانجام توزیع میدان کلیدزنی، در پهنای ناحیه گذار و پهنای پالسهای تولید شده مؤثرند. لازم به ذکر است که برای ذرات مغناطیسی می‌توان میدان کلیدزنی H_s را به صورت کمترین اندازه یک میدان اعمال شده در یک جهت معین برای معکوس کردن مغناطش ذره در راستای آسان تعریف کرد. در حقیقت این توزیعها، حلقه پسماند محیط را از شکل مربعی خارج نموده، S و $\frac{dM}{dH}$ را کاهش می‌دهند. در اینجا به بررسی توزیعها می‌پردازیم.

سیستمی از ذرات تک حوزه ناهمسانگرد با میدانهای ناهمسانگردی متفاوت و محورهای آسان موازی با یکدیگر را در نظر می‌گیریم. حلقه پسماند هر ذره بنابر مدل مربعی SW است و اگر ذرات بدون برهمکنش فرض شوند، مرکز تقارن آن منطبق بر مبدأ مختصات $M(H)$ است. این حلقه محور H را در دو نقطه H_k و $-H_k$ قطع می‌کند، ولی به علت وجود میدانهای برهمکنش ذرات، مرکز هر حلقه تک ذره‌ای مقداری روی محور H جابه‌جا می‌شود. این جابه‌جایی دارای یک توزیع است. اگر برای یک ذره نوعی، میدان برهمکنش H_i باشد، دو پارامتر u و v که نشان دهنده محل تلاقی نمودار $M(H)$ این ذره با محور H می‌باشند (شکل ۲-الف) عبارتند از:

$$u = H_k + H_i \quad \text{و} \quad v = -H_k + H_i \quad (16)$$

u و v دو میدان کلیدزنی بالا و پایین ذره هستند. مسئله را در دستگاه مختصات $u-v$ در نظر می‌گیریم. وضعیت هر ذره با نقطه‌ای در این صفحه مشخص می‌شود و به علت شرط $v < u$ نقاط واقعی فقط در نیمی از این صفحه قرار دارند که شامل ربع

برحسب میدان، بستگی دارند به میدان کلیدزنی ذرات و توزیع آن که خود از توزیعهای محور آسان، برهمکنشها و اندازه ذرات نتیجه می‌شود. در کار حاضر ذرات آهن تک حوزه و سوزنی شکل رشد داده شده است، بافت‌های جهت داری از آنها تهیه و با اندازه‌گیریهای مغناطیسی، توزیع محور آسان و توزیع میدان کلیدزنی تعیین می‌شوند. هدف، تبیین و به کار بردن روش آماری برای بررسی خواص محیط ضبط مغناطیسی ذره‌ای است.

۲. توزیعها

نسبت سیگنال به نوفه در "نوشتن" با یک مدل آماری توسط Malinson [۸] محاسبه شده است. در این مدل که ذرات، یکسان فرض می‌شوند اگر تراکم کسری (packing fraction) متوسط ذرات مغناطیسی در محیط را \bar{P} بنامیم. هر ذره با احتمال \bar{P} مغناطیسی است و گشتاور مغناطیسی آن تحت تأثیر میدان با احتمال P' تغییر جهت می‌دهد (شکل ۱-ب). متوسط تعداد ذرات در یک Bit را \bar{N} و گشتاور مغناطیسی هر ذره را μ می‌نامیم.

واریانس (مجذور پهنای منحنی توزیع آماری) برای "نوشتن" برابر است با:

$$\sigma_w^2 = \bar{N}(\mu^2 - \bar{\mu}^2) = \mu^2 \bar{N}(1 - \bar{m}^2) \quad (9)$$

\bar{m} برابر مربعی بودن (S) است.

$$\bar{m} = \frac{\bar{\mu}}{\mu} = \frac{\bar{N}\bar{\mu}}{N\mu} = \frac{M_r}{M_s} = S \quad (10)$$

و واریانس تراکم حجمی

$$\sigma_p^2 = \bar{\mu}^2 N_{\max} \bar{P}(1 - \bar{P}) = \mu^2 \bar{m}^2 N_{\max} \bar{P}(1 - \bar{P}) = \mu^2 \bar{m}^2 \bar{N}(1 - \bar{P}) \quad (11)$$

واریانس کل

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_w^2 + \sigma_p^2 = \mu^2 \bar{N}(1 - \bar{m}^2 \bar{P}) \quad (12)$$

و نسبت توان سیگنال به توان نوفه

$$SNR = \left(\frac{M_r^2}{\sigma_{\text{tot}}^2} \right) = \frac{(\bar{m}\bar{\mu}\bar{N})^2}{\mu^2 \bar{N}(1 - \bar{m}^2 \bar{P})} = \frac{\bar{N}}{\frac{1}{\bar{m}^2} - \bar{P}} \quad (13)$$

می‌باشد.

معادله (۱۳) نشان می‌دهد که با افزایش تراکم ذرات مغناطیسی در محیط (\bar{N} بزرگ) و نیز افزایش مربعی بودن، نسبت سیگنال به نوفه بالا می‌رود ولی با کوچک شدن اندازه

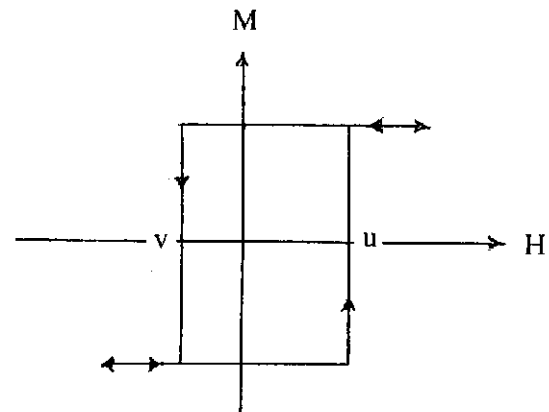
ردیف شدن ذرات دارد. بنابراین، توزیع محور آسان ذرات، $f(\alpha)$ یکی از مشخصه‌های آماری مهم ماده است. با یک محاسبه می‌توان بین این توزیع و بستگی زاویه‌ای مغناطش باقی‌مانده ماده، $M_r(\theta)$ ، ارتباط برقرار کرد. در کار حاضر $M_r(\theta)$ را با آزمایش به وسیله VSM اندازه‌گیری نموده و $f(\alpha)$ را برای نمونه‌های مختلف تعیین نموده‌ایم.

در مقدمه توضیح داده شد که برای محیط، نقش $\frac{dM_r}{dH}$ مهمی در کاهش پهنای ناحیه گذار و افزایش سیگنال دارد و نیز امکان بالا بردن ظرفیت یا چگالی ضبط بستگی به اندازه H_c و یا H_{rc} دارد. σ پهنای توزیع میدان کلیدزنی و H_m میدان کلیدزنی در بیشینه این توزیع به عنوان دو پارامتر مستقل، بیانگر خواص فوق هستند. میدان کلیدزنی، تابع زاویه بین میدان و محور آسان ذره (δ) است [۱۱]، $H_s(\delta)$ ، و از تلاقی منحنی آن با منحنی میدان هد بر حسب زاویه، محل گذار مغناطش (x_0) تعیین می‌شود [۱۲ و ۱۳]. اگر توزیع میدان کلیدزنی (SFD) باریک باشد می‌توان بر اثر یک تغییر جزئی میدان در اطراف بیشینه توزیع، بخش بزرگی از گشتاورهای مغناطیسی را تغییر جهت داد. به این ترتیب گذارهای باریک در محیط تشکیل می‌شود. توزیع SFD بستگی به چند منحنی مشخصه دیگر دارد: $f(\alpha)$ ، $H_s(\delta)$ و توزیعهای H_i و H_k . در بخشهای ۳ و ۴ منحنیهای $f(\alpha)$ و SFD با استفاده از اندازه‌گیریهای مغناطیسی برای نمونه‌هایی از ذرات سوزنی آهن با طول $0.3 \mu m$ که رشد داده شده‌اند و برای دو نمونه از محیطهای ضبط مغناطیسی تجارتي، تعیین می‌شوند.

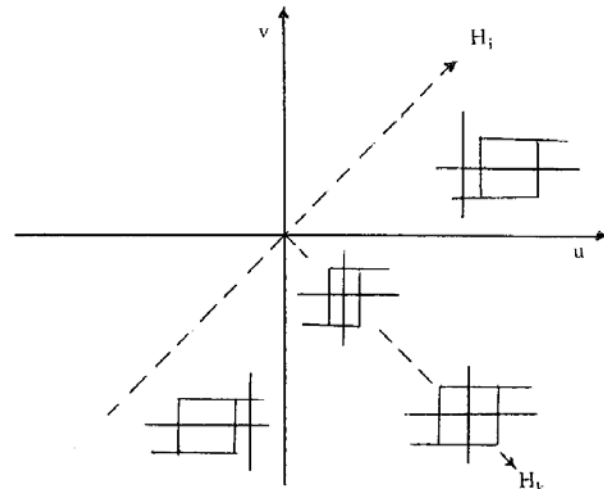
۳. آزمایش

ذرات آهن تک حوزه و سوزنی شکل، با ترکیب نمودن $NaBH_4$ و $FeSO_4$ در حضور میدان مغناطیسی رشد داده شدند. ذرات آهن به دست آمده پس از حذف یونهای اضافی، در خلأ 10^{-3} Torr خشک گردیدند تا از تبدیل شدن به اکسید آهن بر اثر اکسیژن محلول در آب، جلوگیری شود. توضیحات بیشتر در مورد مراحل رشد ذرات در جای دیگر آمده است [۱۴]. شکل و اندازه ذرات رشد داده شده با بررسی تصاویرهای SEM تعیین گردیدند.

به منظور همگن سازی محیط، ذرات آهن نمونه‌ای که در میدان رشد داده شده بود پس از مخلوط کردن آن با پلی وینیل



(الف)



(ب)

شکل ۲. (الف) اثر برهمکنش روی حلقه پسماند تک ذره در جهت آسان، (ب) نمایش توزیع H_i و H_k برای ذرات در محیط.

چهارم و نیمی از ربعهای اول و سوم است (شکل ۲-ب).

در مدل Preisach، تابع توزیع دو پارامتر u و v را $P(u, v)$

می‌نامیم [۹]. شرط بهنجارش این تابع چنین است

$$\mu \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^u dv P(u, v) = M_s, \quad (17)$$

M_s مغناطش اشباع محیط است.

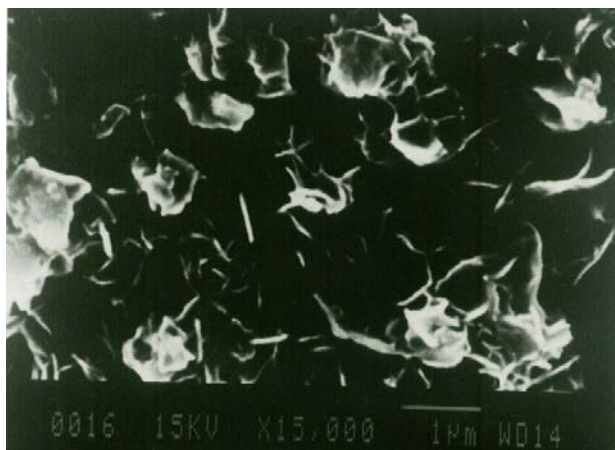
در پیوست (الف) با استفاده از این مدل، پذیرفتاری (χ) و

مربعی بودن محیط (S) بر حسب پهنای توزیع میدان کلیدزنی σ محاسبه شده است.

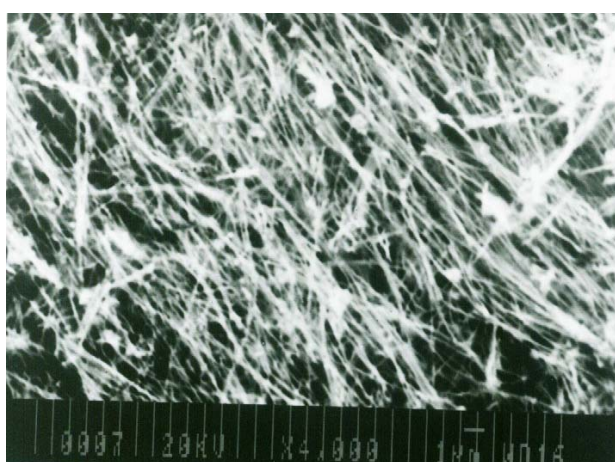
در تحلیلهای گذشته، محورهای آسان ذرات، موازی با

یکدیگر فرض شده است. آزمایش نشان می‌دهد که M_r و $\frac{dM}{dH}$

برای یک بافت جهت‌دار از ذرات مغناطیسی بستگی به درجه



(الف)



(ب)

شکل ۳. تصویر SEM از ذرات آهن تک حوزة ساخته شده: (الف) پس از مخلوط نمودن با پلی وینیل کلراید رقیق شده، و (ب) رشد داده شده در حضور میدان.

تجارتی CrO_2 و $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$ (به ترتیب نمونه‌های ۴ و ۵)، اندازه‌گیری شد. به این ترتیب که در هر زاویه معین θ جهت بافت و میدان، ابتدا اندازه میدان را از صفر تا 5kOe افزایش و سپس تا صفر کاهش دادیم و در این حالت مغناطش را اندازه‌گیری کردیم (M_r). این کار برای زاویه‌های مختلف θ بین صفر و $\frac{\pi}{2}$ تکرار شد. شکل ۴ نسبت $\frac{M_r}{M_s}$ را برحسب زاویه برای ۵ نمونه نشان می‌دهد. در اینجا M_r مغناطش باقی‌مانده در زاویه θ و M_s مغناطش اشباع هر نمونه در میدان 5kOe است. اختلاف نسبت $\frac{M_r}{M_s}$ مربوط به دو زاویه $\theta=0$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ برای هر یک از نمونه‌های (۱-۳) بیانگر میزان جهت‌دار

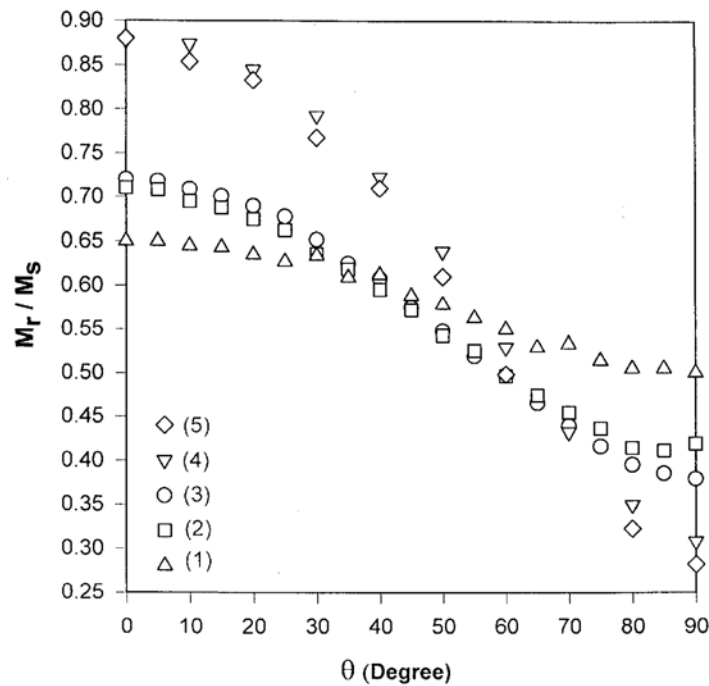
کلراید به مدت ۳ ساعت در آسیاب با گلوله‌های شنی قرار داده شد. آنگاه روی پلی‌استر پوشش داده شد و بلافاصله وارد میدان مغناطیسی H_1 گردید تا پس از خشک شدن تبدیل به بافت جهت‌داری از ذرات مغناطیسی بشود. نمونه‌های (۱)، (۲) و (۳) به ترتیب متناظر با $H_1=75$ ، 150 و 200Oe هستند. اندازه‌گیری مغناطش نمونه‌های دیگری با همین توزیع‌های شکل و اندازه ذرات ولی با توزیع تصادفی محور آسان نیز مورد نیاز است، بنابراین یکی از نمونه‌ها در میدان صفر شکل گرفته است. در مورد نمونه‌های تجارتي CrO_2 و $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$ ، به وسیله حلال‌های آلی، جهت‌گیری محورهای آسان ذرات در لایه مغناطیسی، تبدیل به توزیع تصادفی آنها گردید تا بتوان در مقایسه با نمونه‌های جهت‌دار، (محیط ضبط) اثر توزیع محور آسان یا اثر درجه‌ردیف شدن ذرات روی مغناطش محیط را مورد بررسی قرار داد.

در اندازه‌گیری‌های متوالی، مغناطش نمونه‌ها در شرایط مختلف به وسیله سیستم VSM مشخص گردید. در این سیستم مبنای اندازه‌گیری مغناطش، سیگنال حاصل از نوسانات مکانیکی نمونه است که در بوبینهای کوچکی القا می‌شود. این سیگنال با مغناطش نمونه رابطه خطی دارد. با یک تقویت‌کننده تقاضلی در مدار، اثر تغییرات احتمالی در فرکانس یا دامنه نوسانات حذف می‌گردد. توسط یک نمونه نیکل تک بلور، سیستم را کالیبره نمودیم. نوسان نمونه در میدان مغناطیسی یکنواخت انجام می‌شود که حد بالای آن 2T و دقت نسبی آن 0.1% می‌باشد. تغییرات میدان با نرخهای زمانی معین تنظیم و مغناطش نمونه‌ها در زاویه‌ها و میدانهای مختلف با دقت 10^{-2}emu اندازه‌گیری شد.

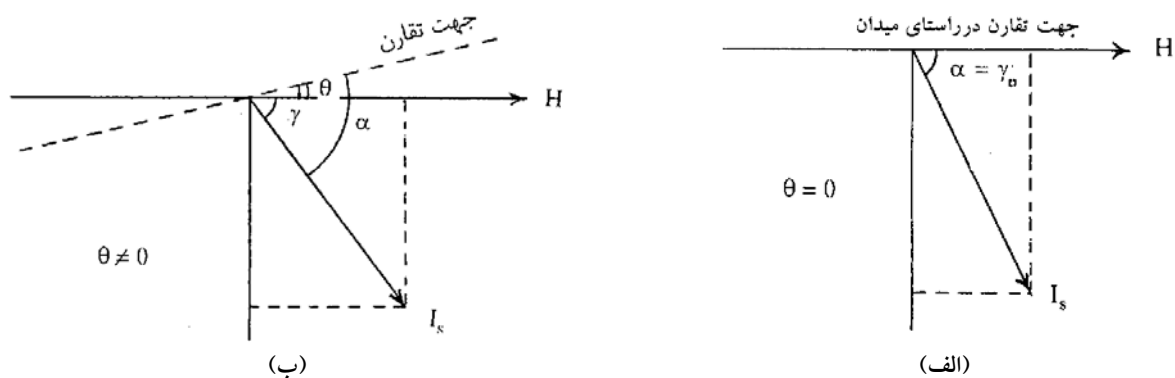
۴. نتایج و بحث

ریزساختار نمونه‌های ساخته شده با تصاویر SEM نمایان شد. شکل ۳-الف ذرات را در محیط پلی وینیل کلراید، نشان می‌دهد. شکل ذرات، سوزنی و طول متوسط آنها $0.3\ \mu\text{m}$ است. ذراتی که در میدان $H_1=1\text{T}$ رشد داده شده‌اند، زنجیره‌هایی را تشکیل می‌دهند که حاصل برهمکنش دوقطبی‌های مغناطیسی آنها است (شکل ۳-ب).

مغناطش باقیمانده برحسب زاویه برای بافتهای جهت‌داری از ذرات آهن ساخته شد (نمونه‌های ۱-۳) و نیز برای دو نوار



شکل ۴. مغناطش باقیمانده نمونه‌های جهت‌دار بر حسب زاویه بین میدان و جهت بافت.



شکل ۵. مؤلفه‌های گشتاور مغناطیسی تک ذره با چرخش نمونه در میدان.

مغناطیسی یک ذره که پس از قطع میدان مغناطیسی H ، در جهت آسان ذره قرار می‌گیرد، I_s است که با جهت بافت زاویه α می‌سازد (شکل ۵). مغناطش پسماند بهنجار شده در امتداد H برابر است با

$$m_r(\theta) = \frac{M_r(\theta)}{M_s} = \frac{\gamma}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \gamma f(\cos \alpha) d\gamma \quad (18)$$

در پیوست (ب) با استفاده از سری فوریه نشان داده شده است که توزیع $f(\alpha)$ را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$f(\alpha) \cong A_0 + A_1 \cos(2\alpha), \quad (19)$$

شدن بافت محیط در میدان H_1 است زیرا تنها تفاوت این سه نمونه از لحاظ اندازه این میدان است. در چارچوب مدل SW، این نتیجه قابل پیش بینی است که یک توزیع جهت‌دار از محورهای آسان منجر به افزایش مغناطش باقی‌مانده سیستم از مقدار $M_r = \frac{M_s}{2}$ تا حد $M_r = M_s$ در جهت بافت می‌شود و بنابر معادلات (۱۰) و (۱۳) نسبت سیگنال به نوفه بالا می‌رود.

اکنون توزیع محور آسان ذرات در بافت، $f(\alpha)$ را از روی نمودارهای $\frac{M_r(\theta)}{M_s}$ تعیین می‌کنیم. رابطه $f(\alpha)$ با $M_r(\theta)$ به شرح زیر به دست می‌آید [۱۰]: ذرات مشابه، و گشتاور

کوچک، میدان کلیدزنی چند برابر کمتر از میدان ناهمسانگردی ذره است. وقتی میدان در راستای بافت اعمال می‌شود، بر اثر برهمکنشها، میدان مؤثر در این راستا افزایش می‌یابد و منجر به معکوس شدن گشتاور ذرات در میدان اعمال شده‌ای می‌شود که تنها به اندازه کسر کوچکی از \bar{H}_k ذرات است. بنابراین H_c در راستای آسان، کوچکتر از \bar{H}_k است. اختلاف اندازه‌های H_c در دو راستای آسان و سخت نیز کمتر از مقدار \bar{H}_k است که مدل SW پیش بینی می‌کند. بنابراین با جهتدار کردن محیط، میزان تغییر در H_c ، کمتر از تغییر در M_r آن است.

منحنی $\frac{dM_r}{dH}$ نیز در محیط قابل اهمیت است [۱۶] و توزیع میدان کلیدزنی یک تعبیر آماری از آن ارائه می‌دهد. مغناطش باقیمانده نمونه‌ها در جهت بافت را برای میدانهای مختلف H اندازه‌گیری و منحنی $M_r(H)$ را تعیین نمودیم. این اندازه‌گیریها با سیستم VSM و به ترتیب زیر انجام گردید:

ابتدا میدان را تا $0.5 T$ افزایش و سپس آن را تا صفر کاهش دادیم و در جهت معکوس تا مقدار H افزایش دادیم. پس از قطع این میدان M_r اندازه‌گیری شد. این مراحل برای مقادیر مختلف H از صفر تا $2/5 kOe$ به ترتیب تکرار گردید. شکل ۷ نتایج را برای نمونه‌های مختلف نشان می‌دهد. محل تلاقی هر منحنی با خط $M_r=0$ نشان دهنده مقدار H_{rc} نمونه است که در آن مقدار $\frac{dM_r}{dH}$ بیشینه است. پهنای کل منحنی $\frac{dM_r}{dH}$ در نیمه ماکزیم آن را ΔH_r می‌نامیم. اندازه H_{rc} و $2(\Delta H_r)$ را در جدول ۲ نشان داده‌ایم تا با نتایج متناظر بعدی در منحنی SFD مقایسه شوند.

برای به دست آوردن توزیع میدان کلیدزنی، ابتدا توزیع $f(\alpha)$ را تبدیل به توزیع فضایی $F(\alpha)=f(\alpha)\sin\alpha$ می‌کنیم. فرض کنیم میدان در جهت بافت اعمال شود ($\alpha=\delta$). میدان کلیدزنی در هر زاویه را متناظر با توزیع $f(\alpha)$ ذرات در این زاویه در نظر می‌گیریم تا SFD به دست آید. در واقع $f(\alpha)$ توزیع ذراتی است که محور آسان آنها با جهت بافت محیط زاویه α می‌سازد. اکنون اگر میدان در جهت بافت اعمال شود، برای ذراتی که محور آسان آنها با میدان زاویه $\delta=\alpha$ می‌سازد، میدان کلیدزنی برابر $H_s(\delta)$ یا $H_s(\alpha)$ می‌باشد. با حذف α بین دو منحنی $f(\alpha)$ و $H_s(\alpha)$ ، توزیع میدان کلیدزنی (SFD) به دست می‌آید. به این ترتیب $dN=(SFD)dH$ تعداد گشتاورهای معکوس شده بر اثر

جدول ۱. ضرایب A_0 و A_2 به دست آمده از روی نتایج اندازه‌گیریهای $M_r(\theta)$.

نمونه	(۱)	(۲)	(۳)	(۴)	(۵)
A_0	۰/۹۲۱	۰/۸۸۶	۰/۸۸۷	۱/۰۰	۰/۹۶۳
A_2	۰/۳۳۵	۰/۶۸۶	۰/۷۷۸	۱/۲۹	۱/۳۸
$S = \frac{M_r}{M_s}$	۰/۶۶	۰/۷۲	۰/۷۸	۰/۸۸	۰/۸۹

که در آن

$$A_0 = \int_0^{\pi} m_r(\theta) d\theta, \quad (20)$$

و

$$A_2 = \int_0^{\pi} m_r(\theta) \cos(2\theta) d\theta, \quad (21)$$

است.

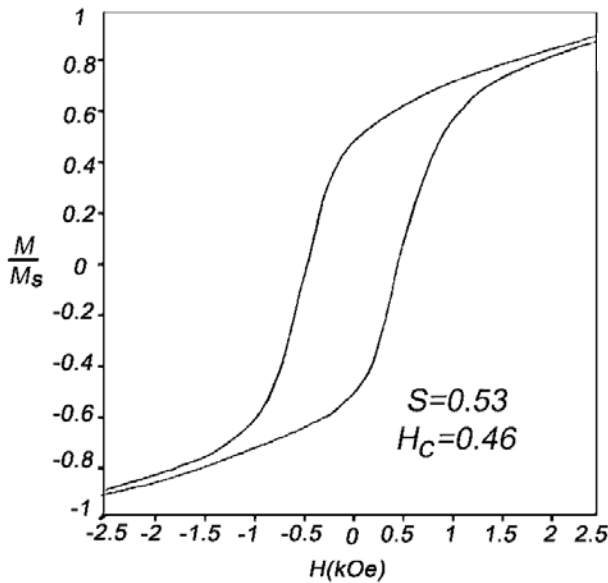
ضرایب A_0 و A_2 در جدول ۱ جمع‌آوری شده است. پهنای توزیع برای نمونه‌های ۱ تا ۵ به ترتیب کاهش می‌یابد زیرا ضریب A_2 به همین ترتیب افزایش یافته است. ملاحظه می‌شود که نمونه‌هایی با توزیع $f(\alpha)$ تیزتر دارای مغناطش باقی‌مانده بالاتر در $\theta=0$ هستند. توزیع $f(\alpha)$ در تعیین توزیع میدان کلیدزنی SFD به کار رفته است.

با کاهش پهنای توزیع $f(\alpha)$ ، بنابر مدل SW باید H_c محیط نیز مانند M_r در جهت بافت افزایش یابد ولی با اندازه‌گیری H_c نمونه‌ها و مقایسه آن با H_c در بافتهای بدون جهت از همان ذرات، چنین تغییری مشاهده نمی‌شود. با توجه به شکل ۶ معلوم می‌شود که برای بافت جهتدار ذرات آهن (شکل ۶-الف) در مقایسه با بافت تصادفی آن (شکل ۶-ب) M_r به میزان ۴۷٪ افزایش یافته و H_c تقریباً ثابت است. تغییرات M_r و H_c در مورد نمونه γFe_2O_3 تجارتمی (شکلهای ۶-ج و ۶-د) به ترتیب ۵۷٪ و ۵٪ است. دلیل انحراف از نتایج مدل SW در مورد H_c را باید در برهمکنش دوقطبی مغناطیسی ذرات جستجو نمود که در این باره توضیح می‌دهیم.

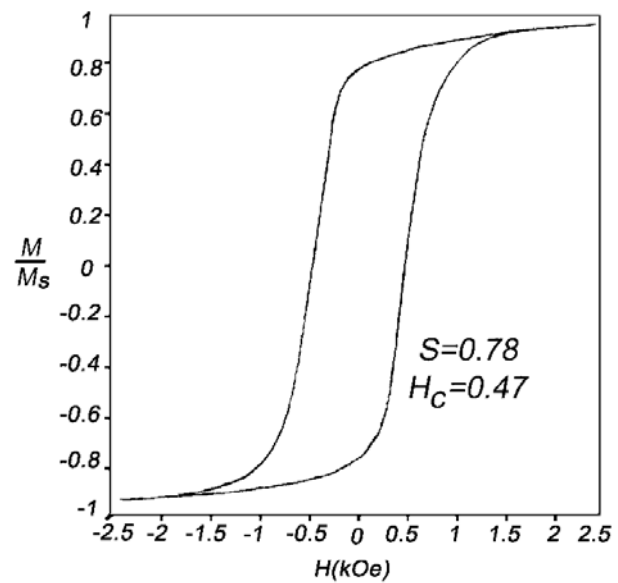
بستگی زاویه‌ای میدان کلیدزنی ذرات $H_s(\delta)$ با اندازه‌گیریهای مغناطیسی متوالی تعیین شده‌اند و نتایج در جای دیگر آمده است [۱۵]. بر اساس این نتایج، در زاویه‌های δ

جدول ۲. پهنای توزیع میدان کلیدزنی، مقدار H_s در ماکزیمم توزیع (H_m) و مقایسه آنها با نتایج منحنی $M_r(H)$.

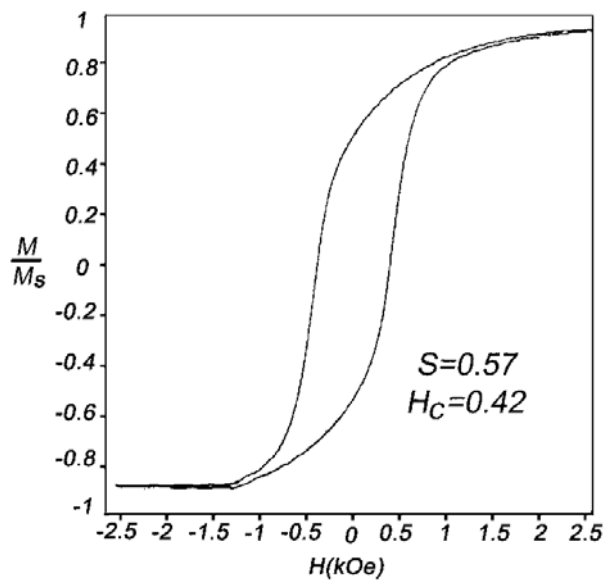
نمونه	S_{random}	$\sigma_{o\ max}$	σ	σ_{tot}	$\psi(\Delta H_r)$	H_m	H_{rc}
۱	۰/۵۳	۰/۱۴	۰/۶۵	۰/۶۷	۰/۶۶	۰/۴۵	۰/۴۴
۲	۰/۵۳	۰/۱۴	۰/۵۹	۰/۶۱	۰/۶۵	۰/۴۱	۰/۴۳
۳	۰/۵۳	۰/۱۴	۰/۵۷	۰/۵۹	۰/۵۸	۰/۴۰	۰/۴۱
۴	۰/۵۶	۰/۲۵	۰/۴۴	۰/۵۰	۰/۴۳	۰/۷۲	۰/۷۲
۵	۰/۵۷	۰/۱۵	۰/۲۵	۰/۲۹	۰/۲۶	۰/۴۲	۰/۴۲



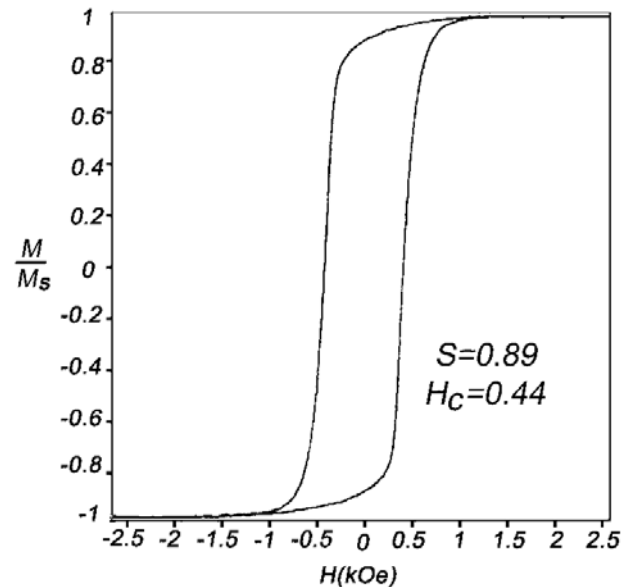
(ب)



(الف)

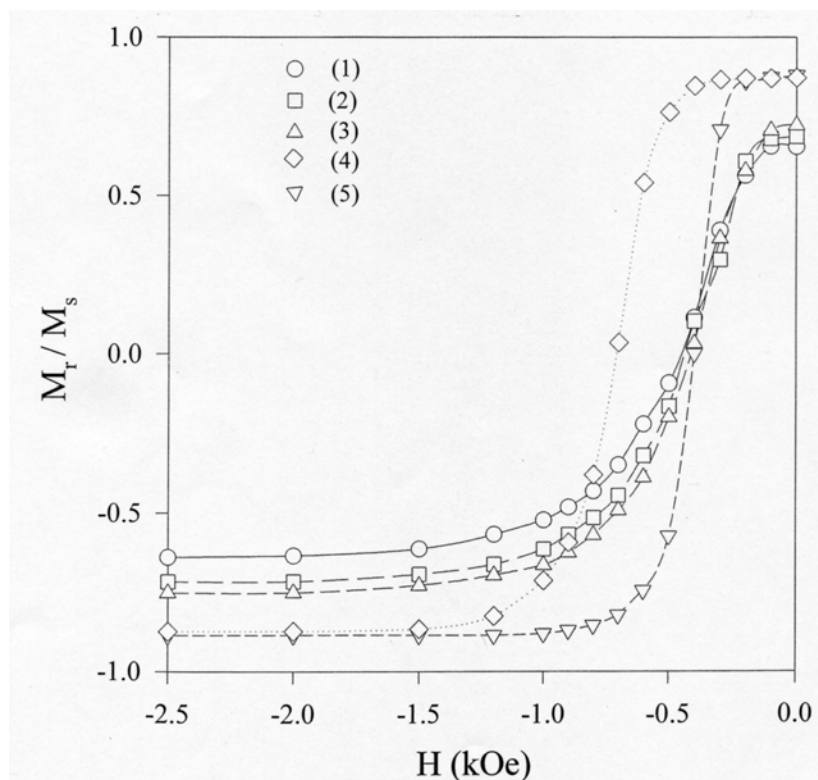


(د)



(ج)

شکل ۶. مقایسه S و H_c در حلقه‌های پسماند. (الف) و (ب) به ترتیب مربوط به بافتهای جهتدار و تصادفی از ذرات آهن ساخته شده، و (ج) و (د) به ترتیب مربوط به بافتهای جهتدار و تصادفی از ذرات γFe_2O_3 در نوار ضبط تجاری.



شکل ۷. منحنی مغناطش باقیمانده برحسب میدان برای نمونه‌های (۱) تا (۵).

مناسب می‌شود. هر چند که توزیع میدان ناهمسانگردی H_k و توزیع میدان برهمکنش H_i ، توابع گوسی هستند، لیکن SFD با شکل گوسی تفاوت دارد. در یک نمونه معمولی اثر توزیعهای H_i و H_k روی پهنای SFD در مقایسه با اثر توزیع $f(\alpha)$ ، کوچک است. این موضوع به صورت زیر قابل توضیح است.

ابتدا ذراتی با یک بافت کاملاً جهتدار (محورهای آسان ذرات موازی با یکدیگر) را در نظر می‌گیریم. اگر u و v (شکل ۲-الف) برای تمام ذرات به ترتیب مثبت و منفی باشند در این صورت $S=S_A=1$. در چنین سیستمی با در نظر گرفتن توزیعی از H_i و H_k ، رابطه (الف-۷) را به کار می‌بریم. بر

این اساس اگر $\frac{\bar{H}_k}{2} < \sigma_0 \sqrt{2}$ در این شرایط $S=S_A \approx 1$.

بنابر مدل SW، برای محیطهایی با ذرات مشابه و بدون برهمکنش ولی با درجه‌ای از نظم ذرات $0.5 < S < 1$ و در مورد یک بافت تصادفی داریم $S=S_i=0.5$

در حالت کلی برای محیطهایی با توزیعهای H_i و H_k و نیز دارای درجه‌ای از ردیف شدن ذرات در بافت.

$$S = S_A S_r \quad (23)$$

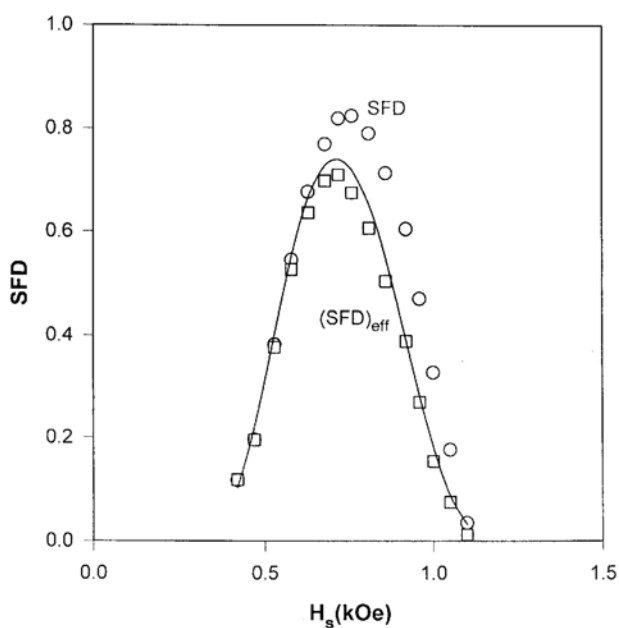
تغییر میدان به اندازه dH و $dN \cos \alpha = (SFD) \cos \alpha dH$ ، بنابراین مؤثر آنها در راستای میدان است.

$$(SFD)_{\text{eff}} = (SFD) \cos \alpha = f[\alpha(H)] \sin \alpha \cos \alpha, \quad (22)$$

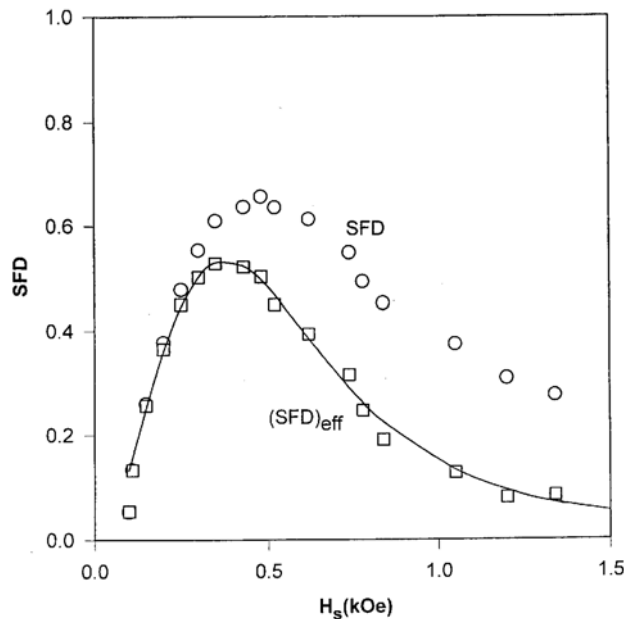
که در آن $\alpha(H) = \delta(H_S)$ است.

در شکلهای ۸-الف تاج منحنیهای SFD و $(SFD)_{\text{eff}}$ که با این روش تعیین شده‌اند برای سه نمونه نشان داده شده است. میدان H_m در بیشینه هر توزیع، برابر میدان H_{rc} نمونه است که از حلقه $M_r(H)$ آن به دست می‌آید (جدول ۲). علاوه بر این، با توجه به جدول معلوم می‌شود که پهنای هر توزیع در نیمه

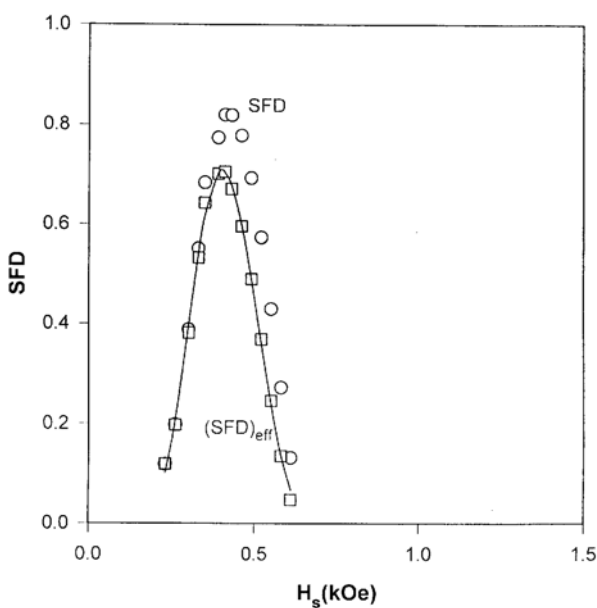
ماکزیم آن (σ) دو برابر پهنای منحنی $\frac{dM_r}{dH}$ برحسب H است زیرا با معکوس شدن گشتاور هر ذره در راستای آسان، مغناطش آن به اندازه $2M$ تغییر می‌کند. به این ترتیب H_m و σ می‌توانند به عنوان دو پارامتر مستقل شناخته شوند که رفتار کلیدزنی ذرات را به مشخصه‌های ماکروسکوپی محیط ارتباط می‌دهند. از لحاظ کاربردی در محیط ضبط، H_m تعیین کننده محل گذار α و σ تعیین کننده پهنای a ناحیه گذار است. H_m بالا و σ کوچک منجر به یک ضبط مغناطیسی با ظرفیت بالا و سیگنال



(ب)



(الف)



(ج)

شکل ۸. توزیع میدان کلیدزنی و توزیع مؤثر آن برای: (الف) بافت جهتدار از ذرات آهن ساخته شده، (ب) نوار CrO_2 و (ج) نوار $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$.

به منظور تخمین σ_0 حاصل از توزیعهای H_i و H_k (رابطه الف-۸) یک میحط ضبط ذره‌ای، می‌توان S_{random} را برای نمونه‌ای دارای بافت بدون جهت با همان توزیعهای H_i و H_k اندازه‌گیری نمود. از آنجا که بر طبق نتیجه فوق $S_{\text{r}} \approx 0.5 S_{\text{random}}$ بنابراین $S_{\text{A}} \approx 2 S_{\text{random}}$ و σ_0 از معادله (الف-۷) به دست می‌آید. از شکل‌های (ب-۶ و د-۶) در حدود ۰/۵ به دست می‌آید. بنابراین برای هر دو نمونه $S_{\text{A}} \approx 1$. اکنون بنا بر نتیجه (الف):

چون $\sigma_0 < \frac{\bar{H}_k}{2\sqrt{2}} = \frac{H_c}{2\sqrt{2}}$ زیرا σ_0 توزیع میدان کلیدزنی برای یک بافت ایده‌آل است که ذرات آن کاملاً ردیف شده‌اند. مقدار $\frac{H_c}{2\sqrt{2}} = \sigma_{0\text{max}}$ برای نمونه‌های مختلف در جدول ۲ آمده است. σ_{tot} را با معادله $\sigma_{\text{tot}} = (\sigma_{0\text{max}}^2 + \sigma^2)^{\frac{1}{2}}$ تعریف می‌کنیم. جدول همچنین σ (حاصل از توزیع محورهای آسان)

به منظور تخمین σ_0 حاصل از توزیعهای H_i و H_k (رابطه الف-۸) یک میحط ضبط ذره‌ای، می‌توان S_{random} را برای نمونه‌ای دارای بافت بدون جهت با همان توزیعهای H_i و H_k اندازه‌گیری نمود. از آنجا که بر طبق نتیجه فوق $S_{\text{r}} \approx 0.5 S_{\text{random}}$ بنابراین $S_{\text{A}} \approx 2 S_{\text{random}}$ و σ_0 از معادله (الف-۷) به دست می‌آید. از شکل‌های (ب-۶ و د-۶) در حدود ۰/۵ به دست می‌آید. بنابراین برای هر دو نمونه $S_{\text{A}} \approx 1$. اکنون بنا بر نتیجه (الف):

$$m = \frac{M}{M_s} = -1 + \int_{-\infty}^{H_i} \int_{-\infty}^u dv P(u, v). \quad (\text{الف-۱})$$

ضریب ۲ به این دلیل است که بر اثر معکوس شدن گشتاور مغناطیسی هر ذره، مغناطش با اندازه ۲ واحد تغییر می‌کند.

پذیرفتاری $\frac{dm}{dH}$ با استفاده از توابع توزیع گوسی

$$P(H_k, H_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_k\sigma_i} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{(H_k - \bar{h}_k)^2}{\sigma_k^2} + \frac{H_i^2}{\sigma_i^2}\right)\right], \quad (\text{الف-۲})$$

قابل محاسبه است. اگر میدان اولیه H_1 باشد آنگاه در یک میدان افزایشنده H داریم

$$\frac{dm}{dH} = \int_{H_i}^H P(H, v) dv. \quad (\text{الف-۳})$$

زیرا آن دسته از ذرات در تغییر مغناطش بر اثر تغییر میدان dH در اطراف H سهم دارند که قبلاً بر اثر میدان H_1 در حالت پایین قرار داشته‌اند. یعنی $H_1 < v$ و به علاوه u آنها برابر H باشد. پس باید $H_1 < v < H = u$. به همین طریق در میدان کاهشنده داریم

$$\frac{dm}{dH} = \int_H^{H_i} P(u, H) du. \quad (\text{الف-۴})$$

با به کار بردن روابط (الف-۲) و (الف-۴) پس از محاسبه [۹]، پذیرفتاری در میدان کاهشنده برابر می‌شود با

$$\frac{dm}{dH} = \chi = \frac{1}{\sigma_o \sqrt{2/\pi}} \exp\left[-\frac{(H + \bar{h}_k)^2}{2\sigma_o^2}\right], \quad (\text{الف-۵})$$

و با تعریف تابع

$$\text{erf}\left(\frac{Z}{\sigma_o \sqrt{2}}\right) = \frac{1}{\sigma_o} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^Z \exp\left(-\frac{w^2}{2\sigma_o^2}\right) dw, \quad (\text{الف-۶})$$

S یعنی مقدار نهایی m در $H=0$ از رابطه (الف-۶) به دست می‌آید

$$S = \text{erf}\left(\frac{\bar{h}_k}{\sigma_o \sqrt{2}}\right). \quad (\text{الف-۷})$$

در روابط (الف-۵) تا (الف-۷)، σ_o پهنای توزیع میدان کلیدزنی ماده با فرض موازی بودن تمام محورهای آسان است.

$$\sigma_o^2 = \sigma_i^2 + \sigma_k^2 \quad (\text{الف-۸})$$

در چنین سیستمی $\bar{h}_k = H_c$ است.

و σ_{tot} حاصل از هر سه توزیع را نشان می‌دهد.

به طور خلاصه، اندازه‌گیریهای مغناطیسی روی بافتهای جهت‌دار از ذرات مغناطیسی رشد داده شده در آزمایشگاه و نیز محیطهای ضبط تجارتي انجام و نتایج با بافتهای تصادفی متناظر آنها مقایسه گردید و نشان داده شد که تغییر M_r برحسب پهنای توزیع محور آسان با نتایج مدل SW سازگار است ولی در مورد H_c چنین نیست. میدان کلیدزنی در جهت بافت چند برابر کوچکتر از \bar{H}_k ذرات است و این حاصل از اثر برهمکنشها به صورت یک میدان متوسط است. از دیدگاه مدل Preisach، محیط ضبط مغناطیسی مجموعه آماری از ذرات SW با محورهای آسان موازی و توزیعهای گوسی از H_k و H_i با $\bar{H}_i = 0$ است، ولی "روش میدان کلیدزنی"، سیستم با برهمکنشهای آن را به واحدهایی جهتدار به تعداد ذرات مغناطیسی تقسیم می‌کند، و توزیع محورهای آسان را نیز به حساب می‌آورد. ما برای میدان کلیدزنی که از رفتار این واحدها تعریف می‌شود، یک توزیع به دست آوردیم. با تعیین $f(\alpha)$ و SFD، معلوم شد که توزیع میدان کلیدزنی، یک دیدگاه آماری برای تحلیل خواص $M_r(H)$ و H_c سیستم توأم با یکدیگر ارائه می‌دهد که در آن نقش توزیع محور آسان ذرات در محیط نیز روشن است. برای داشتن سیگنال مناسب و ظرفیت بالا در ضبط مغناطیسی، باید در منحنی SFD محیط، به ترتیب σ کوچک و H_m بالا باشد.

قدردانی

بخشی از این تحقیق با حمایت معاونتهای محترم پژوهشی و تحصیلات تکمیلی دانشگاه صنعتی شریف صورت گرفته است.

پیوست الف. محاسبه χ و S با مدل Preisach

بافتی از ذرات مغناطیسی تک حوزه و ناهمسانگرد با محورهای آسان موازی را با توجه به پارامترهای u, v, H_i و H_k و توزیع $P(u, v)$ که در متن تعریف شده‌اند در نظر می‌گیریم. اگر ماده نخست در حالت اشباع منفی باشد و آنگاه میدان را تا H_1 بالا ببریم، بر اثر معکوس شدن گشتاورهای ذراتی که میدان کلیدزنی u آنها کمتر از H_1 می‌باشد، مغناطش بهنجار شده محیط از مقدار اولیه -1 تغییر پیدا نموده و به مقدار زیر می‌رسد

B_{rn} و B_o را از روابط

$$B_o = \frac{\gamma}{\pi} \int_0^{\pi} m_r(\theta) d\theta,$$

$$B_{rn} = \frac{\gamma}{\pi} \int_0^{\pi} m_r(\theta) \cos(rn\theta) d\theta,$$

در معادله (ب-۳) جایگزین می‌کنیم تا ضرایب A_{rn} و A_o بر حسب $M_r(\theta)$ محاسبه شوند.

پیوست ب. محاسبه توزیع $f(\alpha)$

با استفاده از سری فوریه برای توابع $f(\cos\alpha)$ و $M_r(\theta)$

داریم

$$f(\cos\alpha) = A_o + \sum_{n=1}^{\infty} A_{rn} \cos(rn\alpha), \quad (ب-۱)$$

$$M_r(\theta) = B_o + \sum_{n=1}^{\infty} B_{rn} \cos(rn\theta). \quad (ب-۲)$$

روابط (ب-۱) و (ب-۲) را در رابطه (۱۸) به کار می‌بریم تا ضرایب A_{rn} بر حسب B_{rn} به دست آیند

$$A_{rn} = \frac{\pi}{\gamma} \frac{(rn-1)(rn+1)}{(-1)^{n+1}} B_{rn}. \quad (ب-۳)$$

مراجع

1. Shan X Wang, Alexander M Taratorin, *Magnetic Information Storage Technology*, Academic Press, New York (1999) 31-79.
2. J C Lodder, in *High Density Digital Recording*, ed. K. H. J. Buschow, Gary J. Long and Fernande Grandjean, Kluwer Academic Publishers (1993) 59-99.
3. R W Chantrell and K O Grady, *J. Phys.* **D25** (1992) 1-23.
4. James E Monson, in *Magnetic Recording Technology*, ed. C. Denis Mee and Eric D. Daneil, McGraw-Hill (1996) 9.1-9.51.
5. E Koster, in *Magnetic Recording Technology*, ed. C. Denis Mee and Eric D. Daniel, McGraw-Hill (1996) 3.1-3.74.
6. K O'Grady, H Laidler, *J. Magn. Magn. Mater.* **200** (1999) 616-633.
7. Robert L White, *J. Magn. Magn. Mater.* **209** (2000) 1.
8. John C Mallinson, *IEEE Trans. Magn.* **27** (1991) 3519.
9. E D Torre, *Magnetic Hysteresis*, IEEE Press (1999) 31-74.
10. M el-Hilo, P E Kelly, K O'Grady, J Popplewell and R W Chantrell, *IEEE Trans. Magn.* **26** (1990) 210.
11. F Cebollada, M F Rossignol, D Givord, V Villas-Boas and J M Gonzales, *Phys. Rev.* **B52** (1995) 13511.
12. H J Richer, *IEEE Trans. Magn.* **33** (1997) 1073.
13. H J Richter, in *High Density Digital Recording*, ed. K. H. J. Buschow, Gary J. Long and Fernande Gredjean, Kluwer Academic Publishers (1993) 197-216.
14. A Sebt, M Ghominezhad and M Akhavan, in: *Proceedings of the First Regional Conference on Magnetic and Superconducting Materials (MSM-99)*, eds. M Akhavan, J. Jensen and K. Kitazawa, vol. B World Scientific, Singapore (2000) 1107.
15. A Sebt and M Akhavan, *J. Magn. Magn. Mater.* **237** (2001) 111-118.
16. M Jackson and K O'Grady, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5540.