

## تغییرات ساختاری بلورمایع نماتیک آمیخته به نانوکلوئیدهای مغناطیسی

سعیده شعاری نژاد و دولت ناصری

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه الزهراء، ده ونک، تهران

پست الکترونیکی: sshoari@alzahra.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۶/۳۱؛ پذیرش: ۱۳۹۰/۱۱/۹)

### چکیده

با وارد کردن نانو ذرات مغناطیسی در بلورهای مایع نماتیک، ترکیبات کلوئیدی پایداری از نماتیک‌ها به دست می‌آیند که فرونماتیک خوانده می‌شوند. رفتار این نوع ترکیبات در میدان‌های مغناطیسی به انرژی چنگ زدگی، میزان تراکم نانو ذرات، اندازه و شکل آنها، علامت ناهمسانگردی مغناطیسی بلور مایع و نیز سمت‌گیری نسبی بردارجهت نما و گشتاور مغناطیسی ذرات بستگی دارد. در این مقاله به بررسی اثر برخی از این پارامترها می‌پردازیم. شدت میدان گذار را در حضور این ذرات به دست آورده و نشان می‌دهیم که در مقایسه با بلور مایع نماتیک خالص، در شرایط ناهمسانگردی مثبت، میدان گذار با افزایش کسر حجمی کاهش می‌یابد. نتایج به دست آمده سازگاری خوبی با مشاهدات تجربی نشان می‌دهند.

واژه‌های کلیدی: نماتیک، کلوئید، گذار فردریکز

### ۱. مقدمه

برای تغییر ساختار و سمت‌گیری بلور، میدان‌های مغناطیسی نسبتاً بزرگی لازم هستند [۵]. ایده وارد کردن نانو ذرات مغناطیسی در بلورهای مایع، به منظور افزایش پذیرفتاری مغناطیسی بلورهای مایع و در نتیجه بالا بردن حساسیت پاسخ‌دهی به میدان‌های مغناطیسی خارجی و نیز امکان کنترل بهتر رفتار بلورهای مایع در میدان، برای اولین بار توسط دژن و همکارش مطرح شده است [۵]. با وارد کردن ذرات کلوئیدی مغناطیسی در نماتیک‌ها، به عنوان یکی از فازهای ساده بلورهای مایع، ترکیبات کلوئیدی پایداری به دست می‌آیند که به فرونماتیک‌ها معروف هستند. اغلب نماتیک‌ها مولکول‌های میله‌ای شکل دارند و دارای فازهای تک محور می‌باشند. امتداد مرجح ملکول‌ها با بردار جهت نما،  $n$ ، تعریف می‌شود. در یک

خواص فیزیکی منحصر به فرد بلورهای مایع زمینه کاربردهای گسترده و روزافزون این نوع مواد را در صنایع گوناگون فراهم کرده است. از اینرو بررسی رفتار بلورهای مایع و تغییرات ساختاری آنها در سال‌های اخیر اهمیت بسیار یافته است. به طور کلی، بلورهای مایع مواد ناهمسانگردی هستند که شدیداً تحت اثر میدان‌های خارجی قرار می‌گیرند و گذارهای سمت‌گیری نقش عمده‌ای در تعیین خواص الکتریکی، مغناطیسی و اپتیکی آنها دارند. تغییرات ساختاری و سمت‌گیری این نوع مواد در حضور ناخالصی‌های مختلف و نیز میدان‌های مغناطیسی خارجی، در کارهای پیشین مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۱-۷]. به دلیل کوچک بودن مقدار ناهمسانگردی پذیرفتاری مغناطیسی بلورهای مایع خالص، از مرتبه  $10^{-7}$ ،

بررسی تغییرات ساختاری، تعیین میدان آستانه و حل نظری مسئله مستلزم به کارگیری تقریب‌ها و فرض‌های مختلفی است. در این مقاله ما میدان آستانه را در یک سلول فرونماتیک با این فرض به دست می‌آوریم که نانو ذرات وارد شده ویژگی‌های کشسانی و مغناطیسی بلور مایع میزبان را تحت تاثیر قرار نمی‌دهند. نانو کلئیدها را به صورت ذراتی با شکل کشیده که محور بلندشان با امتداد جهت نما هم راستا هستند، در نظر می‌گیریم. به این ترتیب می‌توان فرض کرد که انرژی اختلال بلور مایع نماتیک برای این نوع ذرات کمینه است [۱۴]، و اختلالات کشسانی ناشی از حضور ذره در میدان جهت نما، با تقریب قابل قبولی به همسایگی آن محدود می‌شود. هم چنین فرض می‌کنیم هر ذره دارای قطبیدگی مغناطیسی دائمی است که تنها می‌تواند به صورت موازی یا پادموازی با سمت‌گیری موضعی بلور مایع جهت‌گیری نماید. با این فرض می‌توان سیستم را با شرایط چنگ زدگی قوی در نظر گرفت. قطبش القایی نانوذرات کلئیدی ناشی از حضور میدان خارجی را نیز قابل چشم پوشی فرض می‌کنیم.

میدان مغناطیسی خارجی را عمود بر سلول فرونماتیک اعمال می‌کنیم. تغییرات میدان آستانه گذار فردریکز را به دست آورده و نشان می‌دهیم که آمیختن بلور مایع نماتیک به نانوذرات فرومغناطیسی، شدت میدان گذار را تغییر می‌دهد. با تعیین چگونگی این تغییرات و مقایسه آن با نمونه خالص، در مورد اثر عوامل مختلف بحث می‌کنیم.

## ۲. فرمول بندی مسئله

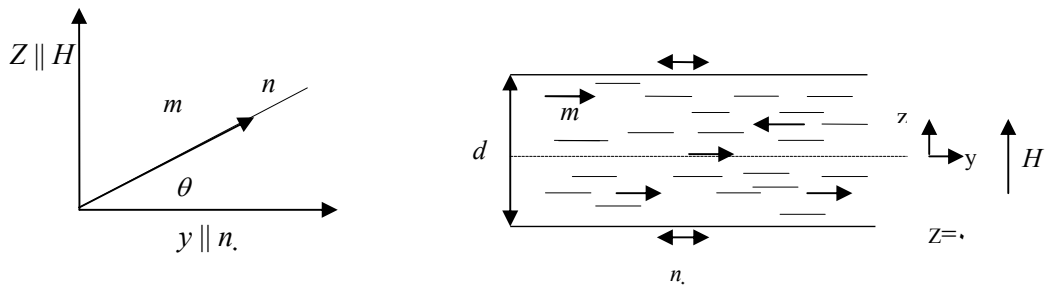
یک سلول فرونماتیک به ضخامت  $d$  با شرایط مرزی صفحه‌ای یکنواخت و چنگ زدگی نامتناهی در هر دو دیواره سلول در نظر می‌گیریم. کسر حجمی ذرات مغناطیسی وارد شده در بلور،  $f$ ، را کوچک فرض کرده و از برهم کنش میان آنها چشم پوشی می‌کنیم. هم چنین با توجه به این فرض که گشتاور مغناطیسی دائمی ذرات،  $m$  در هر عنصر حجمی کوچک، تنها به طور موازی یا پادموازی با امتداد جهت نما سمت‌گیری می‌کند، می‌توانیم اختلالات کشسانی ناشی از حضور ذرات

سلول فرونماتیک، مانند سلول نماتیک خالص [۳]، ساختار تعادلی موضعی بلور با اعمال میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی کوچک تغییر نمی‌کند. اما به ازای یک میدان آستانه، ساختار بلور مختل شده با اعمال میدان‌های بزرگتر با تغییر آرایش بندی ملکول‌ها، پیکربندی و پیچیده‌ای<sup>۱</sup> خواهیم داشت. گذار فازی که بین این دو نوع پیکربندی صورت می‌گیرد به گذار فردریکز<sup>۲</sup> معروف است [۴]. برای سلول‌های نماتیک خالص نشان داده شده است که میدان آستانه این گذار متناسب با عکس ضخامت نمونه است [۳، ۴]. اما این میدان برای سلول‌های فرونماتیک تحت تاثیر عوامل مختلفی ناشی از حضور ذرات کلئیدی مغناطیسی قرار می‌گیرند [۵]. از جمله موضوع‌های مورد توجه پژوهشگران در سال‌های اخیر بررسی تغییرات ساختاری و گذار فردریکز در فرونماتیک‌ها می‌باشد [۸-۱۰].

در ترکیبات فرونماتیک، گشتاور موضعی ذرات مغناطیسی می‌تواند با بردار جهت نما نماتیک جفت شده و به پدیدار شدن خواص فیزیکی جالب و جدیدی منجر شود. از جمله ساختار بلور مایع، میدان جهت نما [۱۰] و شدت میدان بحرانی تحت تاثیر حضور این ذرات قرار می‌گیرند. شرایط چنگ زدگی روی سطوح محدودکننده، شکل و اندازه ذرات، همچنین میزان تراکم ذرات وارد شده نیز می‌توانند شدت این میدان را تحت تاثیر قرار دهند. نتایج پژوهش‌های تجربی نشان داده‌اند که به طور کلی، رفتار فرونماتیک‌ها در میدان‌های مغناطیسی خارجی متأثر از سمت‌گیری اولیه بردار جهت نما و بردار گشتاور ذرات مغناطیسی نسبت به یکدیگر، و نیز علامت ناهمسانگردی مغناطیسی بلور مایع میزبان می‌باشد [۱۱]. تغییرات ساختار و میدان بحرانی این ترکیبات، چه به لحاظ بنیادی-نظری و چه کاربردی-تجربی اهمیت به سزایی دارد [۵، ۱۰، ۱۲-۱۵]. اما به دلیل پیچیدگی‌های مسئله ناشی از حضور ذرات کلئیدی [۵]، اثر پارامترهای متعدد و خواص شدیداً غیر خطی، بیشتر شاهد کارهای تجربی در این زمینه بوده‌ایم [۱۲-۱۵]. برای مطالعه و بررسی رفتار این نوع ترکیبات ناگزیر از ساده‌سازی‌هایی هستیم.

۱. Distorted configuration

۲. Fredericks transition



شکل ۱. طرح شماتیک سلول FN با ضخامت  $d$  بلور مایع نامتیک و دانه‌های مغناطیسی در سلول مشخص شده‌اند. میدان مغناطیسی  $H$  عمود بر سلول اعمال می‌شود.

انرژی مغناطیسی و سهم آنتروپی برای این سیستم آمیخته به ذرات با درصد تراکم پایین است. چگالی انرژی آزاد وابسته به سهم هریک از این تغییرات با روابط زیر داده می‌شوند

$$F_d = \frac{1}{V} [K_{\parallel} (\nabla \cdot n)^2 + K_{\perp} (n \cdot \nabla \times n)^2 + K_{\psi} (\nabla \times n)^2], \quad (2)$$

$$F_m = -\frac{1}{V} \chi_{\perp} H^2 - \frac{1}{V} \Delta \chi (n \cdot H)^2 \quad (3)$$

$$F_{ent} = \frac{f_{\pm} K_B T}{V} [f_{+} \ln f_{+} + f_{-} \ln f_{-}] \quad (4)$$

در عبارت‌های بالا،  $K_i$ ها ثابت‌های کشسانی بلور مایع وابسته به تغییر شکل‌های به ترتیب گسترده، پیچیده، و خمیده هستند و  $V$  نشان دهنده حجم ذرات است. انرژی آزاد کل را می‌توان با استفاده از رابطه زیر به دست آورد:

$$G = \int (F_d + F_m + F_{ent}) d^3r \quad (5)$$

در شرایط تعریف شده مسئله، با حضور میدان مغناطیسی خارجی عمود بر سلول،  $H = (0, 0, H_z)$ ، بردار جهت نما تنها با یک زاویه اویلر توصیف می‌شود و واپیچش ایجاد شده در الگوی سمت‌گیری فقط در یک بعد صورت می‌گیرد [۳]:

$$n = (\cos \theta(z), 0, \sin \theta(z)) \quad (6)$$

با در نظر گرفتن چنگ زدگی‌های صفحه‌ای نامتناهی در سطوح مرزی سلول، شرایط مرزی با  $\theta(0) = \theta(d) = 0$  تعریف می‌شود. ابتدا تابع انرژی (۵) را نسبت به  $f_{\pm}$  کمینه می‌کنیم. به این منظور، ابتدا میدان موضعی را به صورت  $H_z = \alpha H$  در نظر می‌گیریم که در آن  $\alpha$  به عنوان عامل

ناخالصی را به نواحی نزدیک به آنها محدود نماییم و چنگ زدگی روی سطوح ذرات را قوی در نظر بگیریم. در حالت کلی، در صورت اعمال میدان مغناطیسی خارجی، مغناطش سیستم با عبارت  $M = \chi_{\perp} H + \Delta \chi (H \cdot n) n$  داده می‌شود [۴].  $\Delta \chi = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$  ناهمسانگردی پذیرفتاری مغناطیسی را نشان می‌دهد، که در آن  $\chi_{\parallel}$  و  $\chi_{\perp}$  به ترتیب پذیرفتاری‌های مغناطیسی در امتدادهای عمود بر جهت نما و موازی با آن می‌باشند و  $\mathbf{M} = M \mathbf{n}$ ، که  $M$  متناسب با درصد تراکم و کسر حجمی ذرات مغناطیسی می‌باشد:  $M \propto f_{\pm} m$ . همچنین  $f_{+}$ ،  $f_{-}$  را به ترتیب کسری از ذرات با گشتاورهای مغناطیسی موازی و پاد موازی با سمت‌گیری موضعی بلور مایع، تعریف می‌کنیم. به این ترتیب قطبش دائمی کلوئیدها را در این سیستم برای واحد حجم می‌توان با عبارت  $\mathbf{M} = f_{\pm} m \mathbf{n} (f_{+} - f_{-})$  نشان داد. میدان مغناطیسی خارجی در امتداد عمود بر دیواره‌های سلول اعمال می‌کنیم،  $H = (0, 0, H_z)$ . پیکربندی این ساختار در شکل ۱ نشان داده شده است.

در چارچوب نظریه پیوستگی کشسانی [۴]، و با در نظر گرفتن اثرات میدان موضعی، انرژی آزاد کل را برای چنین سلول فرونماتیکی به دست می‌آوریم. چگالی انرژی آزاد کل، تحت شرایط چنگ زدگی نامتناهی و قیده‌های اعمال شده فوق، شامل انرژی‌های مربوط به تغییرات کشسانی، مغناطیسی و آنتروپی سیستم خواهد بود که به صورت زیر می‌نویسیم:

$$F = F_d + F_m + F_{ent}, \quad (1)$$

که در آن به ترتیب،  $F_d$  انرژی واپیچیدگی فرانک [۴]،  $F_m$

۱. Splay  
۲. Twist  
۳. Bend

حال با کمینه کردن انرژی کل ساختار، تحت شرایط مرزی و قیدهای داده شده، می‌توانیم میدان جهت نما را تعیین کنیم و به بررسی تغییرات ساختاری که منجر به ایجاد بافت‌های واپیچیده این بلور مایع کلونیدی می‌شود، بپردازیم.

### ۳. ساختار واپیچیده و میدان آستانه گذار

برای یافتن میدان آستانه گذار و تعیین ساختار واپیچیده این سیستم مرکب، باید تابع انرژی کل (۱۱) را کمینه کنیم. به این منظور می‌توان از معادلات اولر-لاگرانژ استفاده کرد:

$$\frac{\partial F_t}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial F_t}{\partial (d\theta/dz)} \right) = 0. \quad (12)$$

که در آن چگالی انرژی آزاد کپه‌ای کل، شامل سهم‌های وابسته به تغییرات کشسانی، مغناطیسی و آنتروپی، می‌باشد. با جای گذاری مقدار این انرژی از روابط (۲) تا (۴)، عبارت زیر به دست می‌آید [۴]:

$$\begin{aligned} & \cos \theta \sin \theta (K_\parallel - K_\perp) \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 \\ & - \left( K_\parallel \cos^2 \theta + K_\perp \sin^2 \theta \right) \left( \frac{d^2 \theta}{dz^2} \right) \\ & - \left( \Delta \chi + f \cdot m^2 v \alpha^2 / K_B T \right) H^2 \sin \theta \cos \theta = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

اما از طرفی با توجه به چنگ زدگی‌های نامتناهی در سطح دیواره‌های سلول،  $\theta(z)$  در  $Z=0$  و  $Z=d$  صفر بوده و انرژی آزاد کل به ازای این مقادیر کمینه خواهد بود. لذا می‌توان شرط فوق را به صورت زیر نوشت که به همان نتیجه معادله اولر-لاگرانژ می‌انجامد و در آن  $g$  چگالی انرژی آزاد در شرایط همگن و راستای یکنواخت (بدون بافت) می‌باشد [۱].

$$\begin{aligned} & g + \frac{1}{2} \left( K_\parallel \cos^2 \theta + K_\perp \sin^2 \theta \right) \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 \\ & + \frac{1}{2} \left( \Delta \chi + \frac{f \cdot m^2 v \alpha^2}{K_B T} \right) H^2 \sin^2 \theta = g, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left( K_\parallel \cos^2 \theta + K_\perp \sin^2 \theta \right) \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 \\ & + \frac{1}{2} \left( \Delta \chi + \frac{f \cdot m^2 v \alpha^2}{K_B T} \right) H^2 \sin^2 \theta = C. \end{aligned} \quad (15)$$

تصحیح میدان موضعی تعریف می‌شود. به این ترتیب عبارت زیر برای انرژی آزاد کل در واحد سطح به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} G = & \int_0^d \frac{1}{2} \left[ K_\parallel (\nabla \cdot n)^2 + K_\perp (n \cdot \nabla \times n)^2 + K_\perp (n \times \nabla \times n)^2 \right] dz \\ & - \int_0^d H \cdot dM + \int_0^d \frac{f \cdot K_B T}{v} \left[ f_- \ln f_- + f_+ \ln f_+ \right] dz. \end{aligned} \quad (V)$$

حال با قرار دادن  $\mathbf{M} = f \cdot m \mathbf{n} (f_+ - f_-)$  و  $H = \alpha H$  در این رابطه، تابع انرژی کل را نسبت به  $f_+$ ،  $f_-$  کمینه می‌کنیم. با توجه به این که طبق فرض‌های انجام شده داریم:  $f_+ + f_- = 1$ ، نسبت‌های حجمی ذرات با قطبش‌های مغناطیسی موازی و پادموازی با جهت نما را تعیین می‌کنیم. با کمینه کردن انرژی نتیجه به صورت زیر به دست می‌آید (رجوع شود به ضمیمه):

$$f_\pm = \frac{\exp \left( \frac{\pm \alpha m v (H \cdot n)}{K_B T} \right)}{\left[ \exp \left( \frac{\alpha m v (H \cdot n)}{K_B T} \right) + \exp \left( \frac{-\alpha m v (H \cdot n)}{K_B T} \right) \right]} \dots \quad (8)$$

با قرار دادن معادلات ۲ تا ۴ در رابطه (۱)، چگالی انرژی آزاد کل به دست خواهد آمد:

$$\begin{aligned} F = & \frac{1}{2} \left( K_\parallel \cos^2 \theta + K_\perp \sin^2 \theta \right) \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 \\ & - \frac{1}{2} \left( \chi_\perp + \Delta \chi \sin^2 \theta \right) H^2 \\ & - f \frac{K_B T}{v} \ln \left\{ \exp \left[ \frac{\alpha m v H_z (\theta) \sin \theta}{K_B T} \right] \right. \\ & \left. + \exp \left[ \frac{-\alpha m v H_z (\theta) \sin \theta}{K_B T} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

اگر ابعاد ذرات کلونیدی را به اندازه کافی کوچک در نظر بگیریم [۸]، شرط زیر برقرار خواهد بود.

$$\frac{\alpha m v H}{K_B T} \ll 1 \quad (10)$$

در این صورت می‌توانیم با برقراری شرط فوق، تابع انرژی کل بر واحد سطح را به شکل زیر باز نویسی نماییم.

$$\begin{aligned} G = & \int_0^d \left[ \frac{1}{2} \left( K_\parallel \cos^2 \theta + K_\perp \sin^2 \theta \right) \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \right. \\ & \left. \int_0^d \left[ \chi_\perp + \Delta \chi + \frac{f \cdot m^2 v \alpha^2 \mu}{K_B T} \right] \sin^2 \theta \right] H^2 dz + const. \end{aligned} \quad (11)$$

با به کار بردن تقریب یک ثابتی ( $K_{11} = K_{22} = K_{33} = K$ ) [۴]، این رابطه به شکل ساده‌تر زیر در می‌آید:

$$\frac{d\theta}{dz} = \left[ \frac{\Delta\tilde{\chi} H^2 (\theta_m^2 - \theta^2)}{K} \right]^{1/2} \quad (20)$$

با انتگرال‌گیری از این معادله، در محدوده تعیین شده قبلی، میدان آستانه گذار این سلول فرونماتیکی را به دست می‌آید که نتیجه آن به صورت زیر است:

$$H_{thd} = \pi \left( \frac{K}{\Delta\tilde{\chi}} \right)^{1/2} \quad (21)$$

به این ترتیب، میدان مغناطیسی بحرانی گذار در یک سلول فرونماتیک، در چارچوب تقریب‌های اعمال شده، به دست می‌آید:

$$H_{th} = \frac{\pi}{d} \left( \frac{K}{\Delta\tilde{\chi} + (f \cdot m^2 \nu \alpha^2 / K_B T)} \right)^{1/2} \quad (22)$$

عبارت به دست آمده بستگی میدان آستانه گذار در سلول فرونماتیک را به گشتاور مغناطیسی نانو کلوئیدها و کسر حجمی آنها، علاوه بر ضخامت سلول و ناهمسانگردی بلور مایع میزبان که در مورد سلول‌های نematیک خالص مشاهده می‌شود، نشان می‌دهد. همان گونه که انتظار می‌رفت، در غیاب ذرات مغناطیسی،  $f = 0$  این معادله همان نتیجه مربوط به بلور مایع خالص را می‌دهد که در چارچوب نظریه‌های اولیه به دست آمده است [۴] و از این نظر سازگاری کامل دارد. همچنین میدان بحرانی به دست آمده با تقریب‌های اعمال شده نشان می‌دهد که چنانچه ناهمسانگردی مغناطیسی بلور مثبت باشد با افزایش کسر حجمی ذرات، اندازه میدان آستانه گذار کاهش می‌یابد [۱۱]. این نتایج توافق خوبی با نتایج مشاهدات تجربی نشان می‌دهند [۱۱، ۱۳ و ۱۴]. به این ترتیب می‌توان اثر آمیختن بلور مایع با نانوذرات مغناطیسی در درصدهای کم تراکمی را در میدان بحرانی مشاهده کرد. باتوجه به اهمیت تغییرات سمت‌گیری و گذارهای ساختاری در تعیین خواص فیزیکی بلورهای مایع، به این وسیله امکان کنترل رفتار آنها در میدان‌های مغناطیسی خارجی آسان تر می‌گردد.

ثابت  $C$  را با توجه به این فرض تعیین می‌کنیم که  $\theta(z)$  در مرکز سلول ( $z=d/2$ ) مقدار بیشینه  $\theta_m$ ، مطابق با بیشترین واپیچش را خواهد داشت،  $\left. \left( \frac{d\theta}{dz} \right) \right|_{\theta_m} = 0$ . سپس با جای گذاری مقدار آن در عبارت (۱۵)، رابطه زیر برای تغییرات سمت‌گیری بلور به دست می‌آید:

$$\left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 = \frac{\left[ \Delta\tilde{\chi} + \left( \frac{f \cdot m^2 \nu \alpha^2}{K_B T} \right) \right] H^2 (\sin^2 \theta_m - \sin^2 \theta)}{\left[ K_1 + (K_3 - K_1) \sin^2 \theta \right]} \quad (16)$$

این رابطه مبنای محاسبات برای تعیین میدان آستانه گذار، تغییرات میدان جهت نما و بررسی اثر عوامل مختلفی مانند ضخامت، ناهمسانگردی بلور مایع میزبان، کسر حجمی ذرات کلوئیدی میهمان و گشتاور مغناطیسی آنها، است. با انتگرال‌گیری از  $\theta = 0$  تا  $\theta = \theta_m$  و  $z = 0$  تا  $z = d$  می‌توانیم میدان آستانه گذار را تعیین کنیم:

$$H_{th} = \frac{2}{d} \int_0^{\theta_m} \left( \frac{K_1 + (K_3 - K_1) \sin^2 \theta}{\Delta\tilde{\chi} (\sin^2 \theta_m - \sin^2 \theta)} \right)^{1/2} d\theta, \quad (17)$$

که در آن  $\Delta\tilde{\chi}$  با رابطه زیر به عنوان ناهمسانگردی پذیرفتاری مغناطیسی موثر سیستم تعریف می‌شود

$$\Delta\tilde{\chi} = \Delta\chi + \frac{f \cdot m^2 \nu \alpha^2}{K_B T} \quad (18)$$

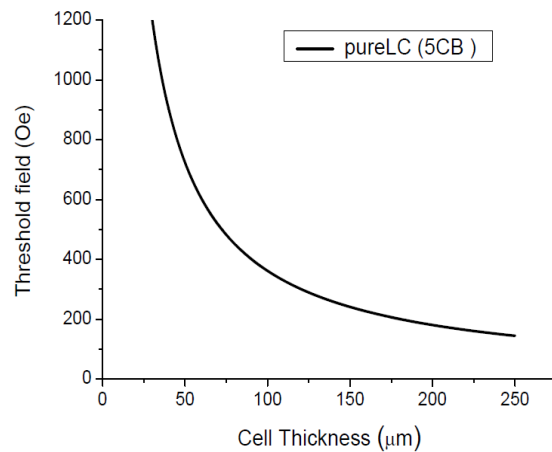
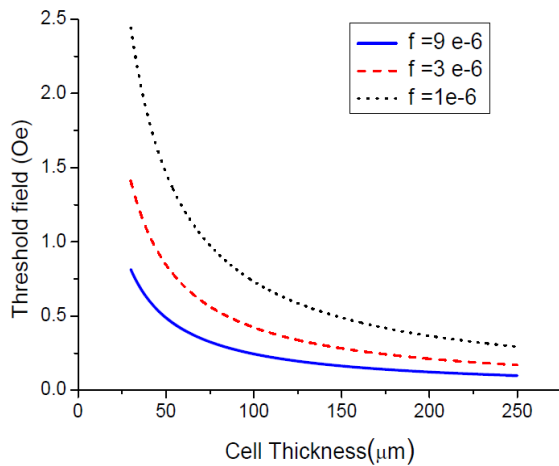
رابطه (۱۷) نشان می‌دهد که میدان بحرانی برای این سلول فرونماتیک، مشابه با یک سلول نematیک خالص، متناسب با عکس ضخامت سلول یا فاصله دو دیواره،  $d$ ، تغییر می‌کند. اما در این مورد به دلیل حضور کلوئیدهای مغناطیسی، اثر پارامترهای فیزیکی مربوط به آنها به تغییر شدت میدان گذار، میدان جهت نما و به طور کلی تغییر ساختار این بلور مایع کلوئیدی منجر می‌گردد.

حال به منظور بررسی تغییرات سمت‌گیری و میدان جهت نما، از تقریب زوایای کوچک استفاده می‌شو و با قرار دادن:  $\sin^2 \theta \cong \theta^2$  و  $\sin^2 \theta_m \cong \theta_m^2$  در معادله (۱۷) خواهیم داشت:

$$\frac{d\theta}{dz} = \left[ \frac{\Delta\tilde{\chi} H^2 (\theta_m^2 - \theta^2)}{(K_1 + (K_3 - K_1) \theta^2)} \right]^{1/2} \quad (19)$$

جدول ۱. داده‌های مورد نیاز برای بلور مایع ۵CB.

$K_{33}$	$K_{22}$	$K_{11}$	$\chi_a$	نقطه شفافیت °C	نقطه ذوب °C	چگالی $g\ cm^{-3}$
$1.0 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{-7}$	$6/4 \times 10^{-7}$	$1/7 \times 10^{-7}$	۳/۳۵	۲۴	۱/۰۰۶۵



شکل ۲. تغییرات شدت میدان گذار به ازای ضخامت‌های مختلف سلول از  $20\ \mu m$  تا  $250\ \mu m$  برای بلور مایع خالص ۵CB (شکل سمت راست) و برای فرونماتیک با کسر حجمی مختلف ذرات مغناطیسی،  $f$ . (شکل سمت چپ).

حالت‌هایی با ناخالصی‌های بیشتر نشان می‌دهند.

#### ۴. نتایج و بحث

##### ۴.۱. تغییرات میدان گذار و اثر حضور نانوذرات

آن‌گونه که در مورد بلورهای مایع خالص نشان داده شده است در مورد این نوع ترکیبات نیز با افزایش میدان از حد آستانه، گذار ساختاری رخ می‌دهد. بنابراین با توجه به معادله (۱۷) می‌توان تغییرات میدان گذار را برحسب ضخامت سلول به دست آورد. به این منظور ما ماده ۵CB را انتخاب کردیم. مشخصات این ماده در جدول ۱ آمده است.

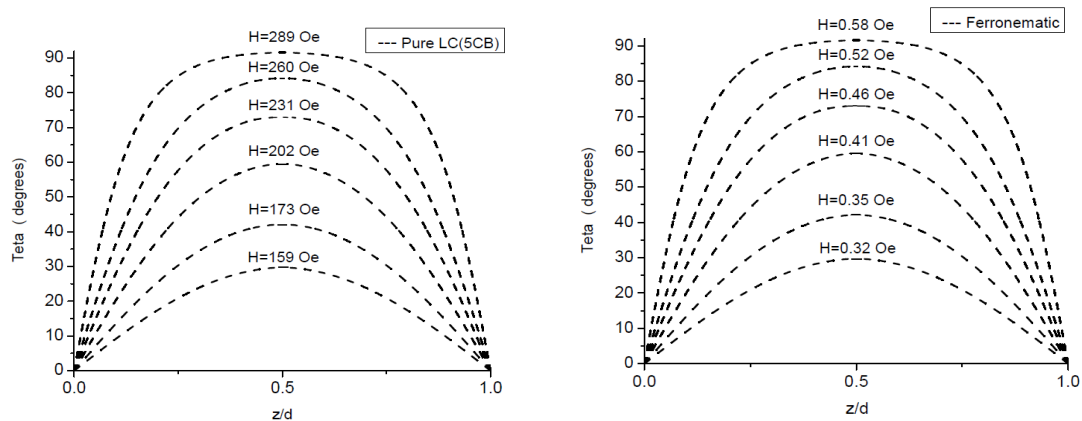
پارامترهای مربوط به ناهمسانگردی مؤثر را با توجه به داده‌های تجربی اختیار نمودیم [۸، ۱۰]. نتایج محاسبات عددی در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود میدان گذار متناسب با عکس فاصله دیواره‌ها،  $d$  است. برای مقایسه با حالت خالص، نمودار مربوط این وضعیت را نیز به دست آورده‌ایم. با مشاهده اعداد مربوط به میدان گذار در دو نمودار مذکور، اثر حضور ناخالصی‌ها در کاهش شدت این میدان واضح است. همچنین با افزایش کسر حجمی ذرات ناخالصی، این تغییرات را برای حالت‌های با در صدهای تراکمی بیشتر تعیین نموده‌ایم. نتایج کاهش بیشتر میدان گذار را برای

##### ۴.۲. میدان جهت نما و اثر نانوذرات

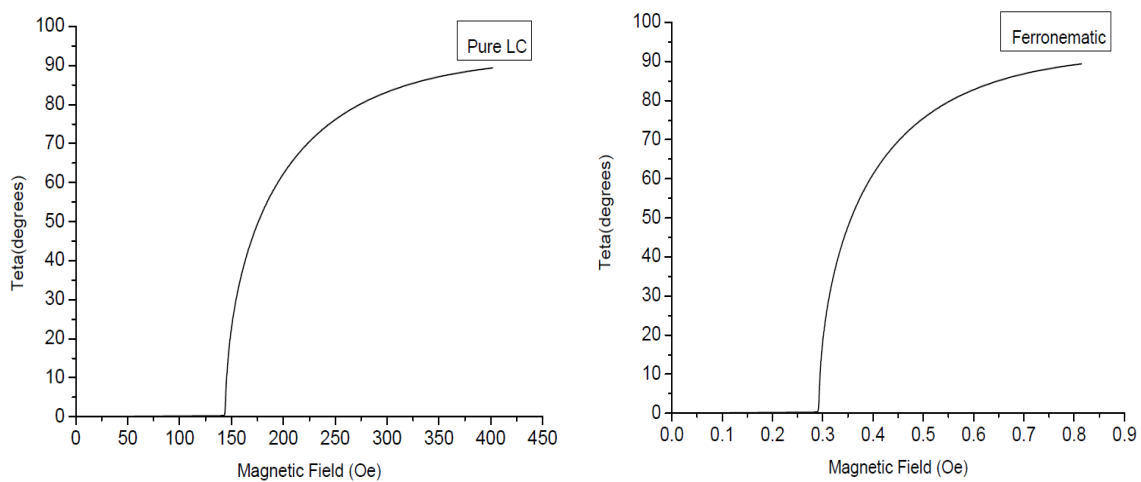
با استفاده از رابطه (۱۶)، می‌توان تغییرات جهت‌گیری بردار جهت نما را برحسب فاصله تعیین نمود. با رسم نمودار این تغییرات برای میدان‌های مختلف، میدان جهت نما به دست می‌آید. نتایج این محاسبات در شکل ۳ داده شده است. چنان‌که مشاهده می‌شود در شرایطی که نانو ذرات وارد سلول شده‌اند تشکیل بافت در میدان‌های ضعیف‌تری صورت می‌گیرد. همان‌گونه که انتظار داشتیم در این مورد نیز مانند مورد خالص [۳]، بیشترین اثر میدان خارجی و تغییرات ساختاری در لایه‌های میانی سلول صورت می‌گیرد که ناشی از کاهش اثر رقابتی چنگ زدگی‌های سطحی دیواره‌های سلول در این لایه‌ها می‌باشد.

##### ۴.۳. تغییرات بیشینه واپیچش، $\theta_m$ ، در حضور نانوذرات

اثر میدان‌های مغناطیسی بر بیشینه واپیچش در بلورهای مایع خالص در کارهای پیشین مورد بررسی قرار گرفته است [۳]. حال با استفاده از نتایج به دست آمده در بخش قبل، ضمن مطالعه این اثرات برای ماده ۵CB خالص، به بررسی تاثیر



شکل ۳. تغییرات امتداد جهت نما بر حسب ضخامت بدون بعد  $z/d$ ، برای بلور مایع خالص 5CB و فرونماتیک با کسر حجمی ذرات  $f_v = 10^{-6}$ .



شکل ۴. زاویه جهت نما در مرکز سلول،  $\theta_m$ ، بر حسب میدان مغناطیسی خارجی.

در یک بلور مایع نematیک آمیخته با نانوکلوئیدهای مغناطیسی ارائه نمودیم. میدان آستانه گذار را به دست آورده و با تقریب‌های اعمال شده، نشان دادیم که چنانچه ناهمسانگردی مغناطیسی بلور مایع میزبان مثبت باشد، با افزایش کسر حجمی ذرات، اندازه میدان گذار کاهش خواهد یافت. همچنین نشان دادیم که تغییرات این میدان مانند مورد خالص، با ضخامت سلول نسبت عکس دارد که با وارد کردن ذرات ناخالصی و افزایش کسر حجمی آنها، شاهد کاهش بیشتری در میدان گذار هستیم. این نتایج توافق خوبی با مشاهدات تجربی دارند [۱۱، ۱۳ و ۱۴]. علاوه بر این، با تعیین میدان جهت نما نتیجه گرفتیم که لایه میانی متناظر به بیشینه واپیچش، بزرگتر از این لایه در سلول بلور مایع خالص است. همچنان که در سلول بلور مایع خالص

حضور نانوکلوئیدهای مغناطیسی در تغییر بیشینه واپیچش سلول‌های فرونماتیک می‌پردازیم. نتایج محاسبات عددی در شکل ۴ نمایش داده شده است. ملاحظه می‌شود که در این مورد نیز مانند حالت خالص، به ازای  $H < H_{th}$ ،  $\theta_m$  برابر صفر است، در حالی که به ازای  $H > H_{th}$ ، گذار ساختاری رخ می‌دهد و با افزایش بیشتر میدان، این زاویه در لایه میانی سلول می‌تواند از صفر تا ۹۰ درجه تغییر کند. همچنین معلوم می‌شود که وارد کردن ناخالصی‌های مغناطیسی با شرایط داده شده، به کاهش میدان گذار می‌انجامد.

## ۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله مدل ساده شده‌ای را برای بررسی گذار ساختاری

## پیوست

محاسباتی که منجر به معادله (۸) شده است به ترتیب زیر می‌باشد.

$$M = f_+ m n (f_+ - f_-)$$

$$G = \int_V \left[ K_1 (\nabla \cdot n)^2 + K_2 (n \cdot \nabla \times n)^2 + K_3 (n \times \nabla \times n)^2 \right] dz - \int_V H_1 \cdot dM + \int_V \frac{f_+ K_B T}{v} [f_- \ln f_- + f_+ \ln f_+] dz$$

$$H_1 = \alpha H$$

$$\frac{\partial G}{\partial f_+} = \frac{\partial}{\partial f_+} \left[ - \int_V f_+ \alpha m (f_+ - f_-) (H \cdot n) dz + \int_V \frac{f_+ K_B T}{v} [f_- \ln f_- + f_+ \ln f_+] dz \right] = - \int_V \alpha m (H \cdot n) dz + \int_V \frac{1}{v \beta} \left[ \ln f_+ + 1 + \left( \ln \frac{1}{1 - f_+} \right) - 1 \right] dz =$$

$$- \alpha m v \beta (H \cdot n) + \ln f_+ + \ln \frac{1}{1 - f_+} =$$

$$\ln \frac{f_+}{1 - f_+} = \alpha m v \beta (H \cdot n)$$

$$\exp(\alpha m v \beta (H \cdot n)) = \frac{f_+}{1 - f_+}$$

با تکرار همین روند برای  $f_-$  و با در نظر گرفتن شرط

$$f_+ + f_- = 1$$

نتیجه نهایی، معادله (۸)، حاصل می‌شود.

به دلیل کاهش اثر چنگ زدگی دیواره‌ها در لایه‌های میانی سلول، افزایش میدان به افزایش بیشینه واپیچش می‌انجامد، در این مورد نیز شاهد چنین افزایشی هستیم. اما در سلول‌های کلونیدی علاوه بر این افزایش، گستره لایه میانی متناظر نیز بزرگتر خواهد بود و این بزرگتر شدن به معنای کاهش لایه گذار سطحی و حساسیت بیشتر آنها در پاسخ دهی به میدان‌های خارجی می‌باشد.

بر اساس این نتایج و با توجه به اهمیت سمت‌گیری بردار جهت نما و تغییرات ساختاری در بلورهای مایع، می‌توان به روش‌هایی برای کنترل بهتر رفتار بلورهای مایع در میدان‌های خارجی دست یافت.

در این مقاله، ما به حل مسئله یک سیستم پیچیده، با اعمال تقریب‌هایی در چارچوب مدل نسبتاً ساده شده‌ای پرداختیم. این پیچیدگی‌ها ناشی از حضور کلونیدها و در نتیجه اثر پارامترهای متعدد، از جمله اختلالات کشسانی وابسته به آنها، نوع و شدت چنگ زدگی‌ها و سمت‌گیری‌های نسبی گشتاور مغناطیسی آنها با جهت نما، می‌باشند. در نظر گرفتن هر یک از این عوامل، به ویژه چنگ زدگی‌ها و ناهمسانگردی‌های میدان موضعی، همچنین بررسی دینامیک این نوع گذارهای ساختاری مستلزم کارهای پژوهشی گسترده‌تری است که در کارهای آتی به آنها خواهیم پرداخت.

## مراجع

1. W H de Jeu, "Physical Properties of Liquid Crystalline Materials", Gordon and Breach Publisher, New York (1980)
2. M A Shahzamanian, and M Ghafari, *J. Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **414** (2004) 11.
3. S Shoarinejad, and M A Shahzamanian, *J. Mol. Liq.* **138** (2008) 14.
4. P G De Gennes, and J. Prost, "The Physics of Liquid Crystals", Oxford Science Publications (1995).
5. F Brochar, and P G de Gennes, *J. Phys.* **31** (1970) 691.
6. M A Shahzamanian, and S Shoarinejad, *J. Phys. Cond. Matt.* **19** (2007) 156101.
7. S Shoarinejad, and M S zakerhamidi, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **547** (2011) 135.
8. D V Makarov, and A N Zakhlevnykh, *Phys. Rev. E* **81** (2010) 051710.
9. P Kopcansky, M Koneracka, M Timko, J Jadzyn, G Czechowski, and A M G Janse, *phys. stat. sol.* **236**, 2 (2003) 450.
10. V I Zadorozhnii, V Yu Reshetnyak, A V Kleshchonok, T J Sluckin, and K S Thomas, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **475** (2007) 221.
11. P Kopcansky, N Tomasovicova, M Timo, M Koneracka, V Zavisova, L Tomco, and J Jadzyn, *J. Phys.* **200** (2010) 072055.
12. O Buluy, E Ouskova, Yu Reznikov, A Glushchenko, J West, and V Reshetnyak, *J. Mag. Mat.* **252** (2002) 159.
13. P Kopcansky, M Koneracka, V Zavisova, J Jadzyn, G Czechowski, and B Zywuicki, *J. Phys. IV. France.* **7** (1997) 565.
14. P Kopcansky, N Tomasovicova, M Koneracka, V Zavisova, M Timko, A Dzarova, and A Sprincova, *Phy. Rev. E* **78** (2008) 011702.
15. N Tomasovicova, M Koneracka, P Kopcansky, M Timko, V Zavisova, L Tomco, and J Jadzyn, *Phys. Mag* **1** (2008) 115.