Válasz Dr. Lagzi István László docens bírálatára

Mindenekelőtt szeretném megköszönni Dr. Lagzi István László docensnek az értekezés gondos átolvasását, elismerő szavait és azt, hogy a tézispontokat új tudományos eredményeimnek elismerve az értekezést nyilvános vitára bocsájtásra és sikeres védés esetén az MTA doktora cím odaítélésére alkalmasnak értékelte.

Kérdéseire, megjegyzéseire az alábbiakban válaszolok.

Megjegyzések:

Az értekezés legnagyobb hiányosságának azt tartom, hogy a Jelölt nem teszi tágabb kontextusba az elért tudományos eredményeit, ahogyan a Bevezetőben írja „Minthogy a folyadékkristályok elektrokonvekciója viszonylag könnyen tanulmányozható modellrendszernek számít, az eredmények más mintázatképződő nemlineáris rendszerek vizsgálatánál is hasznosíthatók.", ennek a kinyilatkoztatásnak a kibontásának elmaradása hiányérzetet kelt az olvasóban.

A konvekció a természetben gyakran előforduló, alapvető jelenség, gondoljunk csak a légkörben, az óceánokban vagy a Föld belsejében zajló áramlásokra. E jelenségeket legfeljebb részlegesen megfigyelni tudjuk, de azokat módosítani, rajtuk közvetlenül kísérleteket végrehajtani már csak a méretskálájuk miatt sem áll módunkban. Pontosabb megértésükhöz nyújthatnak segítséget a hasonló egyenletekkel leírható modellrendszerek. Ezeknek egy régóta ismert példája a folyadékokban hőmérséklet-gradienssel keltett Rayleigh-Bénard instabilitás, mellyel ugyan már végezhetők kísérletek, de csak nagy nehézségekkel (nagy méret, hosszú időtartam, rezgésérzékenység). Ehhez képest a folyadékkristályok elektrokonvekciója egy kedvezőbb modellrendszernek számít. Bár a mintázatokat létrehozó gerjesztés más (az elektromos tér), a mintázatok morfológiája, a főbb egyenletek struktúrája, a nemlineáris viselkedést leíró amplitudó-egyenletek alakja nagyon hasonló. Ráadásul a mérések 1-2 cm-es mintákon, percek alatt elvégezhetők, a mintázat több kontrollparaméterrel tág határok között változtatható és a folyadékkristály kettőstörése révén könnyen megfigyelhető. Minthogy az eredményeknek más rendszerekben való hasznosíthatósága az elméleti leírás közvetítésével, illetve annak pontosítása révén valósulhat meg, az értekezés pedig a kísérletekre fókuszált, az analógiák részletezését nem tartottam indokoltnak.

Továbbá sajnálatos, hogy az értekezés nem tartalmaz egy rövid kitekintést, hogy a Jelölt által elért eredményeket hogyan lehet az alkalmazott kutatásban felhasználni, illetve a tapasztalatokat milyen kutatási területen lehet felhasználni, ezek alapján milyen új felfedező kutatási irányokat lehetne kijelölni.

Amint a Bevezetésben említettem, az elektrokonvekciót kijelzőeffektusként már nem hasznosítják, de az optikában nyalábeltérítésre alkalmas lehet. Az elektrokonvekciós mintázat ugyanis egy térben periodikus direktor moduláció, ami a kettőstörés révén egy optikai fázisrácsnak felel meg. Az e fázisrácsot megvilágító lézernyaláb diffraktálódik, azaz a nyaláb egy része a mintázat és a fény hullámhosszaitól függő mértékben eltérül. Minthogy a mintázat hullámvektora az alkalmazott váltófeszültség amplitudójával és frekvenciájával változtatható, az elektrokonvekciót mutató cellával lehetővé válik egy lézernyaláb feszültséggel hangolható eltérítése, illetve az eltérített nyaláb ki- és bekapcsolása. Mindez felhasználható a fénnyel letapogatás vezérlésére pl. litográfiánál.

A VII. fejezetben bemutatott nemstandard elektrokonvekció kialakulására, illetve egyes sajátosságaira egyelőre még nincs magyarázat. Ez indokolttá teheti további elméleti kutatások beindítását. Egyrészt a már létező gyenge elektrolit modell (WEM) teljesebb, szélesebb paraméter-tartományra kiterjedő analízisét kellene elvégezni, másrészt olyan kiegészítéseket kellene keresni, amivel a kérdéses jelenségek értelmezhetővé válnak. Erre vonatkozóan voltak utalások az Összefoglalásban.

Az elektrokonvekció tanulmányozása során szerzett tapasztalatokat, kifejlesztett módszereket közvetlenül fel lehet használni más, elektromos térrel keltett, de az értekezés részét nem képező mintázatképződés vizsgálatánál. Így például tanulmányoztuk a flexoelektromos domének jellemzőit ([E24, E26, E31]), a királis nematikus folyadékkristályban fellépő elektrokonvekciót ([E29]), valamint egy rendkívül izgalmas és perspektivikus anyagcsaládban, a fényérzékeny folyadékkristályokban kialakuló mintázatokat, melyek jellemzői fénnyel hangolhatók ([E29, E31]). E területeken további vizsgálatok még folyamatban vannak.

Az MTA doktori értekezésből világosan kitűnik, hogy a munka döntő része kísérleti jellegű, azonban hasznos lett volna, ha a dolgozat III. fejezete részletesen bemutatja az elektrokonvekció standard modelljének egyenleteit, illetve a lineáris stabilitásvizsgálat lépéseit, így az olvasó, ha szeretné, jobban elmélyülhet a munka elméleti hátterébe.

A III.3. fejezetben igyekeztem az elektrokonvekció elméleti leírását, beleértve a lineáris stabilitás analízis lépéseit, tömören szövegesen bemutatni, megadva az elmélet részleteit tartalmazó referenciákat. Az egyenletek szándékos kihagyására több indokom is volt. Egyrészt ezzel is azt akartam hangsúlyozni, hogy az értekezés egy kísérleti munka eredményeit mutatja be. Bár a megfigyelések értelmezéséhez az elmélet elengedhetetlen, annak kifejlesztése, az adott kísérleti geometriára adaptálása és a szükséges numerikus szimulációk többségének elvégzése az együttműködő partnereim feladata volt. Másrészt, ha az egyenleteket is bemutattam volna, a szükséges magyarázatok miatt a II.10. és a III.3. fejezetek terjedelmét jelentősen meg kellett volna növelni, pedig az egyenletekre a későbbiekben nem is hivatkoztam volna. Megjegyzem, hogy a standard modell általános, nemlineáris egyenletei csak a II.10. fejezetben bevezetett függő változókkal (ρf, $\boldsymbol{\sigma}$, $\boldsymbol{\pi}$, $\mathbf{G}$, $\mathbf{g}$) kifejezett és ezáltal nem specifikus alakjukban áttekinthetők. Ha a függő változókat kifejeznénk az anyagegyenletek révén a független változókkal, az egyenletek több oldalt is betöltenének. A küszöb környékén várható kis deformációkra történő linearizálás teszi az egyenleteket kezelhető méretűvé, de ez erősen geometriafüggő: a planáris és a homeotrop esetekben különböző egyenleteket kapunk. Az alábbi, planáris geometriára linearizált, alkalmasan dimenziótlanított egyenleteket megadtuk például az [E8] publikáció függelékében.

<u>Változók a kezdeti állapotban</u>:

$$\mathbf{n}_0 = (1\,;0\,;0)\,;\ \mathbf{v}_0 = 0\,;\ \Phi_0 = \sqrt{2}U\frac{z}{d}\cos(\omega t)$$

<u>A változók kis perturbációi</u>:

$$\delta\Phi = \phi(z,t)\sin(qx+py)\ ;\ \delta n_y = n_y(z,t)\sin(qx+py)\ ;\ \delta v_z = v_z(z,t)\sin(qx+py)\ ;$$

$$\delta n_z = n_z(z,t)\cos(qx+py)\ ;\ \delta v_x = v_x(z,t)\cos(qx+py)\ ;\ \delta v_y = v_y(z,t)\cos(qx+py)$$

<u>Dimenziótlanítás</u>:

Rugalmas állandók egysége: $k_0 = 10^{-12}$ N ; viszkozitásegység: $\alpha_0 = 10^{-3}$ Pa s ;

Vezetőképesség egysége: $\sigma_0 = 10^{-8}\ (\Omega\ \mathrm{m})^{-1}$; sűrűségegység: $\frac{{\alpha_0}^2}{k_0}$

Flexoelektromos együttható egysége: $\sqrt{\varepsilon_0 k_0}$: elektromos állandó: $\varepsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}\ \frac{\mathrm{A\,s}}{\mathrm{V\,m}}$

Távolságegység: $\frac{d}{\pi}$; időegység: $\frac{\alpha_0 d^2}{k_0 \pi^2}$

Kontroll paraméter: $R = \frac{\varepsilon_0 2U^2}{k_0\pi^2}$

Egyéb paraméterek: $Q = \frac{\alpha_0 d^2 \sigma_0}{k_0 \pi^2 \varepsilon_0}$; $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$; $\eta_0 = \alpha_1 + \alpha_4 + \alpha_5 + \alpha_6$;

$$\eta_1 = (-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5)/2\,; \qquad \eta_2 = (\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)/2\,; \qquad \eta_3 = \alpha_4/2$$

A linearizált dimenziótlan egyenletek:

Direktor relaxáció (n_z):

$$\varepsilon_a R\cos(\omega t) q\phi + [\gamma_1\partial_t + k_3 q^2 + k_2 p^2 - k_1\partial_z^2 - \varepsilon_a R\cos^2(\omega t)]n_z - (k_1 - k_2)p\partial_z n_y$$
$$+ \alpha_3\partial_z v_x + \alpha_2 q v_z - (e_1 + e_3)\sqrt{R} q\partial_z\phi - (e_1 - e_3)\sqrt{R}\cos(\omega t) p\, n_y = 0$$

Direktor relaxáció (n_y):

$$(k_1 - k_2)p\partial_z n_z + [\gamma_1\partial_t + k_3 q^2 + k_1 p^2 - k_2\partial_z^2]n_y - \alpha_3 p v_x - \alpha_2 q v_y$$
$$+(e_1 + e_3)\sqrt{R} q p\phi - (e_1 - e_3)\sqrt{R}\cos(\omega t) p\, n_z = 0$$

Navier-Stokes egyenlet (v_x és v_y):

$$-\alpha_3 p\partial_t\partial_z n_z + (\alpha_2 q^2 - \alpha_3 p^2)\partial_t n_y + [\rho_m\partial_t + (\eta_0 - \eta_1 - \alpha_2)q^2 + \eta_2(p^2 - \partial_z^2)]p v_x$$
$$-[\rho_m\partial_t + \eta_1 q^2 + (\alpha_3 + \alpha_4 - \eta_2)p^2 - \eta_3\partial_z^2]q v_y + (\alpha_3 + \eta_3 - \eta_2)qp\partial_z v_z = 0$$

Navier-Stokes egyenlet (v_x és v_z):

$$R\cos(\omega t)\,[\varepsilon_\perp(q^2 + p^2 - \partial_z^2) + \varepsilon_a q^2]q\phi - \varepsilon_a R\cos^2(\omega t) q^2 n_z$$
$$-(e_1 + e_3)\sqrt{R}\cos(\omega t)\, q^2\big(\cos(\omega t) + p n_y\big) - (\alpha_2 q^2 + \alpha_3\partial_z^2)\partial_t n_z - \alpha_3 p\partial_t\partial_z n_y$$
$$+[\rho_m\partial_t + (\eta_0 - \eta_1 - \alpha_2)q^2 + \eta_2(p^2 - \partial_z^2)]\partial_z v_x - (\alpha_3 + \eta_3 - \eta_2)qp\partial_z v_y$$
$$-[\rho_m\partial_t + \eta_1 q^2 + \eta_3 p^2 - (\alpha_3 + \alpha_4 - \eta_2)\partial_z^2]q v_z = 0$$

Kontinuitási egyenlet (v_z):

$$q v_x + p v_y - \partial_z v_z = 0$$

Töltésmegmaradás (ϕ):

$$\sqrt{R}[\varepsilon_\perp(q^2 + p^2 - \partial_z^2) + \varepsilon_a q^2]\partial_t\phi + \sqrt{R}Q[\sigma_\perp(q^2 + p^2 - \partial_z^2) + \sigma_a q^2]\phi$$
$$-\sqrt{R}[\varepsilon_a\partial_t\cos(\omega t) + Q\sigma_a\cos(\omega t)]q n_z - (e_1 + e_3)q\partial_t\big(\partial_z n_z + p n_y\big) = 0$$

Határfeltételek: $z = \pm\frac{\pi}{2}$ esetén $\phi = n_y = n_z = v_x = v_y = v_z = 0$

Kérdések:

1. Milyen alkalmazott kutatási területen lehetne felhasználni a kutatás során szerzett tapasztalatokat és eredményeket?

Mint azt a második megjegyzésére adott válaszomban már kifejtettem, az elektrokonvekciós mintázaton létrejövő lézerdiffrakció felhasználható elektromos térrel hangolhatóan optikai nyalábeltérítésre, illetve fénynyaláb ki-be kapcsolására.

2. 47. oldal, 21. b ábra. Az ábrán a folytonos vonal a WEM-ből számolt elméleti görbét mutatja, f 0 és 0.7 között a függvénynek „érdekes, nem sima” alakja van (nem úgy mint a 21. a ábrán). Mi az oka ennek a viselkedésnek?*

A 21.b ábrán az $f^* = f_L \approx 0{,}7$ dimenziótlan frekvenciánál látható törés a Lifshitz-pontot jelzi. Itt megváltozik a mintázat szimmetriája. Míg $f > f_L$ esetén (itt végeztük a méréseket) a merőleges hengerek mintázat van jelen ahol a hullámvektor a kezdeti direktoriránnyal párhuzamos, $f < f_L$ esetén spontán szimmetriasértés következtében degenerált ferde hengereket (cikk-cakk mintázatot) láthatunk ahol a hullámvektor a direktorral $\alpha \neq 0$ szöget zár be. A pozitív és a negatív α-val jellemzett állapotok ekvivalensek, egyformán valószínűek. A számolások és ezzel egyezésben a mérések szerint a ferde és merőleges hengerek közötti átmenetnek a küszöbfeszültségre nincs hatása, ezért nem látunk törést a 21.a ábrán, viszont a szimmetriának és vele a direktoreloszlásnak a változása befolyásolja a hullámszámot törést eredményezve.

3. Kérem ismertesse, hogy általánosságban különböző esetekben és kísérleti körülmények között a folyadékkristály minta vastagsága hogyan befolyásolja a kialakult mintázatot (hullámszám, morfológia).

A mintázat vastagságfüggésének tekintetében meg kell különböztetnünk a standard elektrokonvekció két típusát, a vezetési és a dielektromos mintázatot.

A vezetési mintázatnál mind az elméleti megfontolások, mind az ezeket megerősítő kísérletek szerint, a küszöbfeszültség a mintavastagságtól közelítőleg független, vagyis a mintázatképződésnek nem küszöb elektromos tere, hanem küszöbfeszültsége van. A mintázat hullámhossza közelítőleg a mintavastagsággal skálázódik, azaz vastagabb mintákban nagyobb a hullámhossz.

Ezzel szemben a dielektromos mintázat elektromos térküszöbbel rendelkezik, vagyis a vastagsággal a küszöbfeszültség együtt növekszik. Ugyanakkor a dielektromos hengerek hullámhossza a mintavastagsággal gyakorlatilag nem változik.

Mint azt a III.3.2. fejezetben a 8. ábrán bemutattam, mindkét fajta mintázatnál a küszöbfeszültség nő a frekvencia növelésével, de eltérő mértékben. Egy adott frekvencián az a mintázat valósul meg, melynek alacsonyabb a küszöbfeszültsége. Ebből adódóan a vezetési és a dielektromos mintázatok közötti átváltási frekvencia, ahol a két $U_c(f)$ küszöbgörbe metszi egymást, a mintavastagság növelésekor nagyobb frekvencia felé tolódik. Így előállhat az az eset, hogy rögzített frekvenciánál a vékonyabb mintában dielektromos, míg a vastagabb cellában vezetési hengereket találunk, azaz a vastagság változása morfológiai átalakulást eredményez.

A fenti meggondolások planáris és homeotrop mintákra egyaránt érvényesek.

A fenti trendektől eltérést kis mintavastagságoknál és alacsony frekvenciáknál találhatunk [E6]. Ez akkor válik láthatóvá, amikor a mintának a vastagság négyzetével arányos direktor relaxációs ideje kezd összemérhetővé válni a meghajtó feszültség $T = 1/f$ periódusidejével. Ez vékonyabb mintákon már nagyobb frekvenciáknál is bekövetkezhet.

A nemstandard elektrokonvekció esetén a hiányzó elméleti leírás és a kevés kísérlet miatt még nem tudjuk a mintázat vastagságfüggését egyértelműsíteni, ehhez további vizsgálatokra lenne szükség.

Budapest, 2020. augusztus 12.

Dr. Éber Nándor