

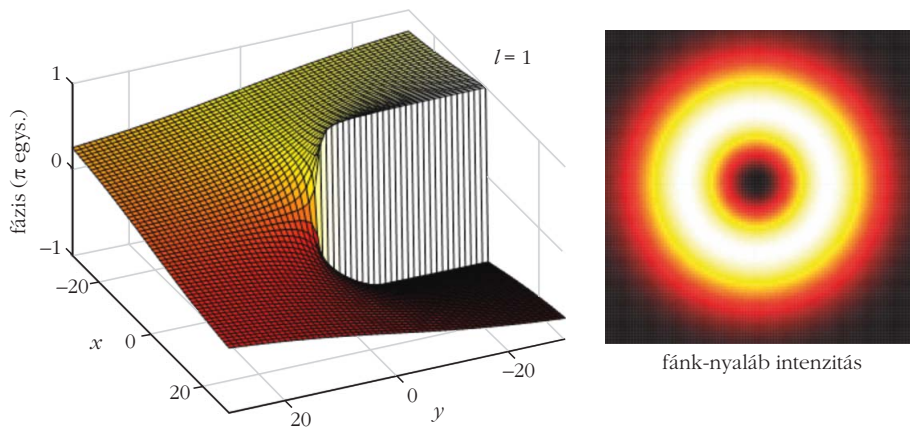
# HANGOLHATÓ OPTIKAI ÖRVÉNYEK KELTÉSE ÖNSZERVEZŐDŐ TOPOLOGIAI DEFEKTRÁCSOKKAL NEMATIKUS FOLYADÉKKRISTÁLYBAN

Salamon Péter, Éber Nándor, Buka Ágnes  
Wigner Fizikai Kutatóközpont

A topológiai hibahelyek vagy defektek univerzális képződmények a természetben. Ezek olyan diszkontinuitások a térben (például egy rendparaméter-térben), amelyek folytonos transzformációk által nem távolíthatók el a rendszerből. Mivel a topológiai defektek általános elvek következményei, így különféle tudományterületeken is fontos szerepet játszanak, és aktuális kutatások tárgyát képezik, például a kozmológiában, kvantumtérelméletekben vagy a szilárdtest-fizikában. A topológiai hibahelyek optikában fellépő formái az optikai örvények [1]. Optikai örvényeket olyan fénynyalábok hordoznak, amelyekben a fény fázisában

szingularitás van. A legegyszerűbb esetet úgy képzelhetjük el, hogy a fény fázisának térbeli eloszlása egy spirált képez, ami a szilárdtestekben megfigyelhető csavardiszlokációra emlékeztet. A spirál tengelye a szingularitás, amelyben a fázis nincs értelmezve és az elektromos tér nulla. Következésképpen az optikai örvények jellemzően olyan fénynyalábok formájában mutatkoznak, amelyek közepén az intenzitás nulla, ezért ezeket fánknyaláboknak vagy lyukas nyaláboknak is szokták nevezni (*1. ábra*).

Hengerszimmetrikus lézernyalábok komplex amplitúdója megadható Laguerre–Gauss-módusok ( $u_{pl}$



1. ábra. Az  $l = 1$  topológiai töltésű optikai örvény fázis- és intenzitáseloszlása.

Az optikai örvényeknek – a tisztán tudományos érdekes-ségükön túl – gyakorlati alkalmazásai is vannak. Szuperfelbontású (STED) mikroszkópokban [2] és lézercsipeszekben [3] egyaránt használják őket. Demonstrálták azt is, hogy örvénynyalábokkal részecskéket lehet csapdázni a levegőben, és azokat céltoltan mozgatni [4]. Az optikai örvény-módusokat hordozó fény – topológiai védettségének köszönhetően – stabil és zajtűrő, ezért az optikai táv-

ahol  $p$  és  $l$  paraméterek) szuperpozíciójaként. A  $p = l = 0$  kombinációban hagyományos Gauss-nyalábot kapunk;  $p = 0$ ,  $l = 1$  esetén pedig a legegyszerűbb optikai örvényt, amiben a fázis a szingularitás körül egyszer fordul körbe. Az  $l$  egész számot az optikai örvény topológiai töltésének nevezzük, ami megadja, hogy a fázis a szingularitás körül hányszor fordul körbe. Az optikai örvények figyelemre méltó tulajdonsága, hogy optikai pályaperdületet hordoznak, amelynek nagysága fotononként  $l\hbar$ . Az örvény- vagy vortexnyalábok sötét közepükről könnyen felismerhetők, de további jellemzésükhöz interferenciakísérletek szükségesek. Egy Gauss-referenciával való interferenciájuk, a helikális fázisfrontjuk miatt spirálszerű interferenciaképet eredményez, ahol a spirálkrok száma az optikai örvény  $l$  topológiai töltésével egyezik meg.

közlési technológiákban is nagy alkalmazási potenciállal bír [5]. A csillagkoronográfiában bevezetett örvénykompenzátorok (retarderek) használatával jelentős előrelépést értek el az asztronómiai képképzésben [6]. További érdekesség, hogy egy örvénynyaláb által hordozott pályaperdület átadható egyéb objektumoknak, ezáltal például részecskék hozhatók forgásba, vagy forgatónyomatékot lehet kifejteni egy folyadékkristály orientációs terére, ami miatt az deformálódhat.

A fentiekből következik, hogy az optikai örvények minél hatékonyabb keltési módszereinek megtalálása fontos és időszerű kutatási téma. Vortexnyalábok létrehozására jelenleg kétféle fő módszert alkalmaznak. Az egyik eljárás (diffrakciós módszer) azon alapul, hogy egy villarácson való fénydiffrakció a diffraktált fényben optikai örvényeket hoz létre. A villarács egy olyan optikai rács, amiben egy éldiszlokáció található, aminek magja a bemenő hagyományos (Gauss) lézernyaláb beesési pontjával kell egybeessen. A másik módszer (direkt módszer) esetén a beeső Gauss-nyaláb egy hengerszimmetrikus fázismaszkon (vortexretarder) halad át és a kimenő fény optikai örvényt tartalmaz. A vortexretarderek kettőtörő, szilárd polimerekből készülnek és egy adott hullámhosszú fényvel használhatók. A holografikus módszer esetén a villarácsot gyakran egy térbeli fénymodulátor segítségével állítják elő, amely egy számítógép-vezérelt, pixelekből álló eszköz. Ennek véges felbontása azonban limitálja a generált optikai örvények minőségét is.

A folyadékkristályok [7] tipikusan rúd alakú molekulákból álló anizotrop folyadékok, amelyek optikai anizotrópiája és külső terekkel, illetve határfelületi

Készült a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás alapján.

A szerzők hálásak *Fumito Araoka* (RIKEN, Tokió) közreműködéséért, aki bevezetést nyújtott a cikk témakörébe. A szerzők köszönik az alábbi projektek anyagi támogatását: NKFIH FK125134, PD121019, JSPS-MTA mobilitási (NKM-49/2016).



*Salamon Péter* a Wigner Fizikai Kutatóközpont posztdoktori kutatója a BME-n szerzett mérnök-fizikus diplomát, majd az ELTE-n fizikusi PhD-t. Aktív kutatási érdeklődése az alábbi témakörökkel kapcsolatos: lágy anyagok fizikája, nemlineáris jelenségek, mintázatképződés, topológiai defektek, reológia és mikrofluidika anizotrop komplex rendszerekben.

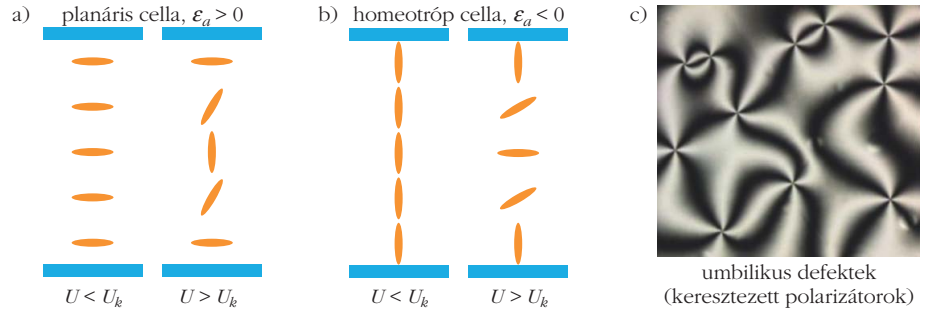


*Éber Nándor*, PhD a fizikai tudomány kandidátusa, a Wigner Fizikai Kutatóközpont nyugalmazott tudományos főmunkatársa az ELTE-n szerzett fizikusi diplomát. Főbb kutatási területei: folyadékkristályok elektrooptikai, elektro- és termomechanikai tulajdonságai, folyadékkristályokban elektromos térrel keltett instabilitások, valamint a folyadékkristály-mágneses nanorészecské kompozitrendszerek.



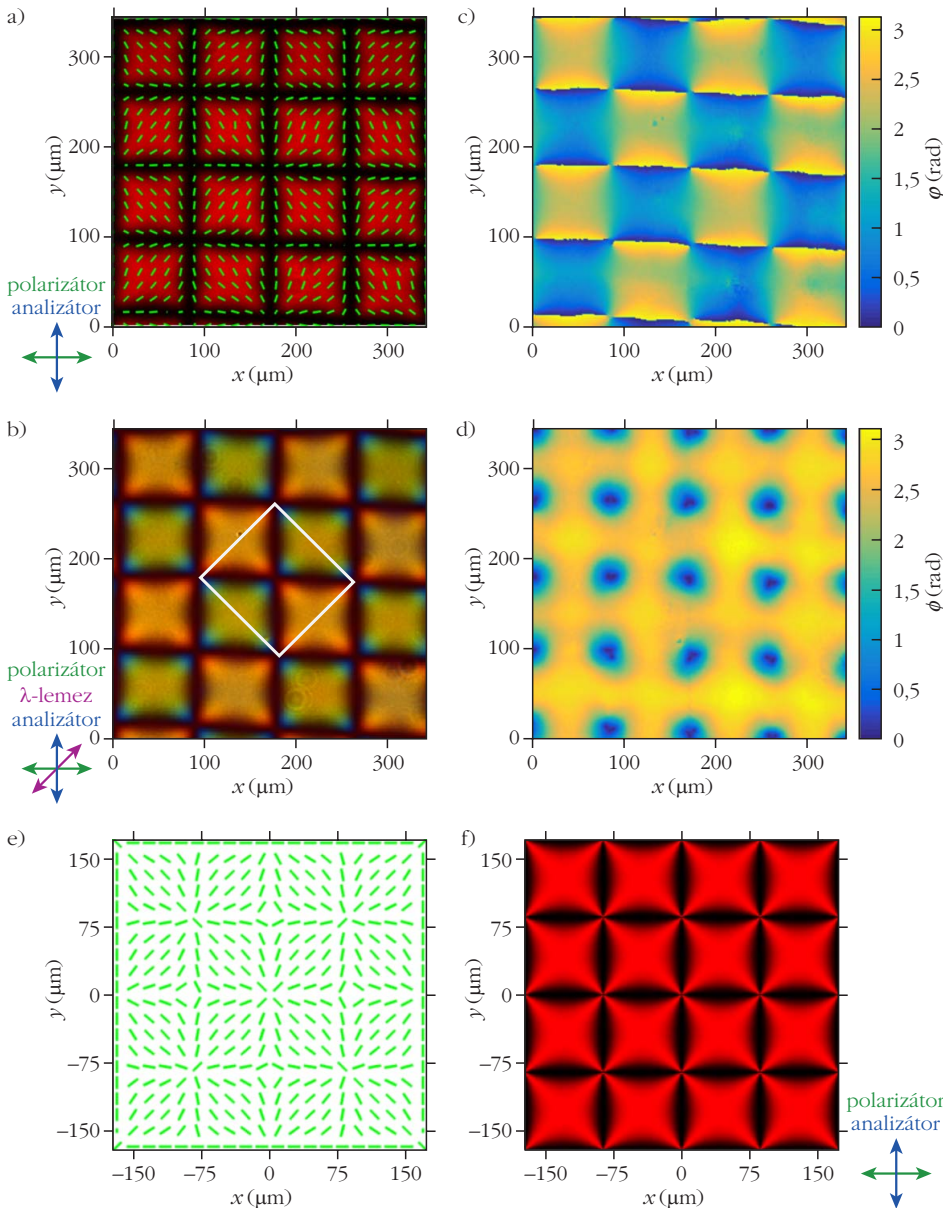
*Buka Ágnes*, a fizikai tudomány doktora, a Wigner FK kutató professzor emeritája, az ELTE címzetes egyetemi tanára. Kutatási területe az anizotrop folyadékok fizikája, foglalkozott elektrooptikai jelenségekkel, dielektromos spektroszkópiával, különböző terekkel – elektromos, nyomás- és hőgradiens, nyírás – indukált mintázatképző instabilitásokkal. Jelenleg korlátozott térfogatú, különböző geometriájú felületekkel határolt folyadékkristályokban létrejövő topológiai defektekkel foglalkozik.

orientációval való rugalmas állíthatósága örvénynyalábok előállításához is előnyös tulajdonságokat jelentenek. A számos, különböző szerkezetű folyadékkristály-fázis közül a nematikus – amelyet az LCD kijelzőkben is alkalmaznak – a legismertebb. A nematikus fázisban a molekulák orientációs rendezettséggel bírnak, hossz tengelyeik lokálisan egy átlagirány, a direktor körül fluktuálnak. A direktor egy inverziós szimmetriára invariáns egységvektor, amely a térben helyről-helyre változhat:  $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ . A nematikus fázis orientációs rugalmassággal rendelkezik, aminek következménye, hogy



2. ábra. Fredericksz-átmenet (a) planáris és (b) homeotrop cellában. (c) A homeotrop esetben megjelenő véletlenszerű umbilikus defektek tipikus polarizációs mikroszkópos képe.

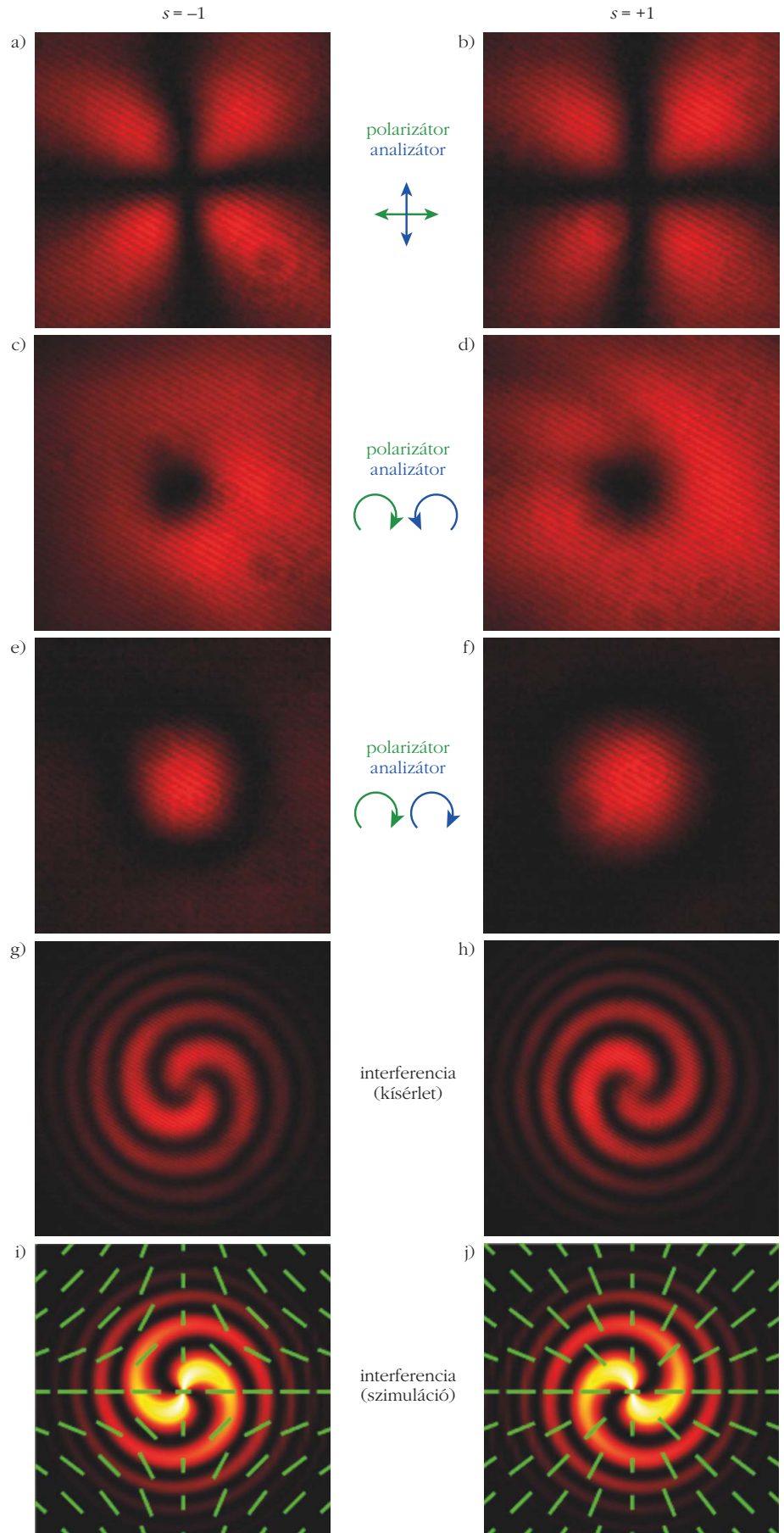
3. ábra. (a–d) Az umbilikus defektrács szerkezete polarimetrikus és polarizációs mikroszkópos felvételek szemszélletével. (e) A 2D-modell direktortere és (f) az abból számolt polarizációs mikroszkópos kép.



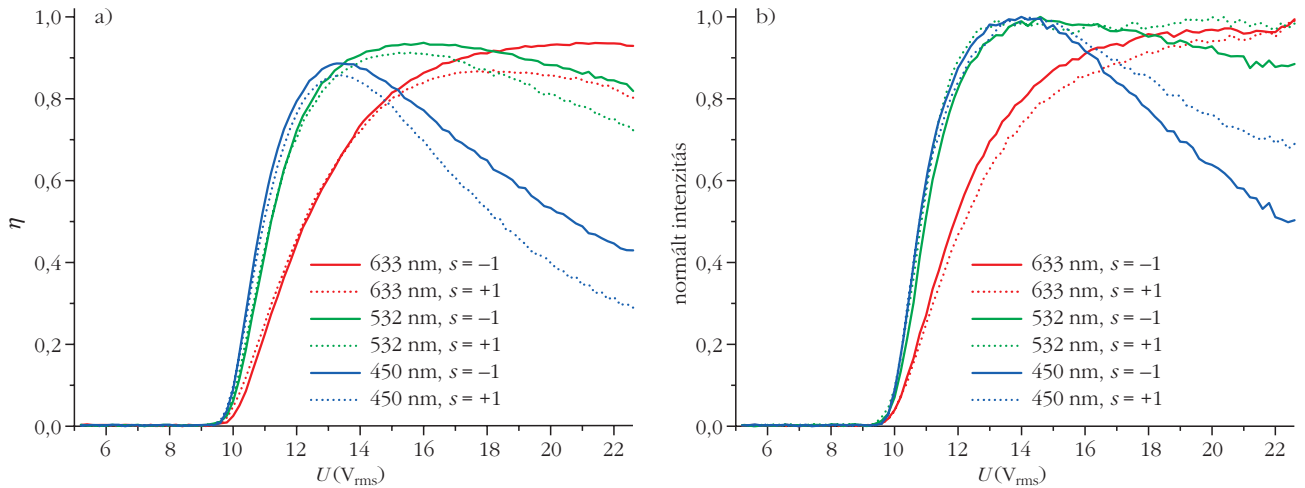
egyensúlyi állapotban a direktor deformációja minimális. Az anyag elektromos és mágneses anizotrópiája miatt a direktor külső terekkel deformálható, ami a kijelzőkben való alkalmazások alapja is. A direktor fontos tulajdonsága, hogy a határoló felületeken jó közelítéssel rögzíthető. A felületi orientációnak két alaptípusa a planáris és a homeotrop, amelyek esetében a direktor párhuzamos, illetve merőleges a határoló felület síkjára. Korábbi kutatások során hengerszimmetrikus felületi orientációs terekkel olyan direktortereket sikerült konstruálni, amelyek – cirkuláris fázismaszkokként használva – optikai örvények keltésére voltak alkalmasak [8]. Diffrakcióval generált örvénynyalábok kimutatása villarácsként működő direktorstruktúrák esetén is sikerült [9].

A továbbiakban egy nemrég felfedezett [10], nematikus folyadékkristályban megfigyelhető, elektromos térrel hangolható és ki-be kapcsolható önszerveződő topológiai defektrácsot mutatunk be, amelyet többféleképpen is lehet optikai örvények keltésére használni [11]. Az új jelenség megértéséhez először tekintsük át a klasszikus elektromos Fredericksz-átmenetet, amely a direktor elektromos térrel való átorientálását jelenti (2. ábra). A legegyszerűbb geometria bemutatásához vegyünk egy planáris szendvicscellát, amelyben a folyadékkristály két

egyirányú planáris felületkezeléssel ellátott üveglap között helyezkedik el. Az üveglapokon vékony, átlátszó vezetőréteg alkotta elektródák segítségével elektromos teret kapcsolhatunk a folyadékkristály-rétegre, amelynek vastagsága (1–50 mikron) sokkal kisebb a cella laterális méreteinél. Elektromos tér nélkül a mintában a direktor deformációmentes, homogén. Ha a folyadékkristály dielektromos anizotrópiája ( $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ , ahol  $\epsilon_{\parallel}$  és  $\epsilon_{\perp}$  a direktorral párhuzamos és arra merőleges elektromos térrel mért dielektromos állandók) pozitív, egy  $U_k$  küszöb feszültség felett a direktor az elektromos tér irányába fordul, de a planáris felületek által meghatározott síkból nem lép ki. Ettől eltérő viselkedést tapasztalhatunk egy homeotrop cellában (itt mindkét felület homeotrop), ahol negatív dielektromos anizotrópiájú anyagokban figyelhetünk meg Freedericksz-átmenetet. Az  $\epsilon_a < 0$  miatt a direktor az elektromos térre merőlegesen orientálódik, ami a planáris esettel ellentétben a cella síkjában tetszőleges irányban teljesül, így az átmenet degenerált. A degeneráció következménye, hogy a minta síkjában véletlenszerűen elhelyezkedő, látszólagos topológiai hibahelyek, umbilikus defektek jelennek meg. Az umbilikus defektek esetén a háromdimenziós direktortérben nincsen szingularitás, csak a direktor cella-síkba eső vetületében láthatunk hibahelyeket, ahol a direktor valójában kiszökik a síkból, amibe az elektromos tér hatása miatt kényszerül. Az umbilikus defektekhez is lehet topológiai töltést ( $s$ ) rendelni, amit úgy tudunk



4. ábra. (a–f) Umbilikus defektek különböző polarizációs viszonyok mellett megfigyelve. (g–j) Örvénnyalábok mért és számolt interferogramjai Gauss-referenciával.



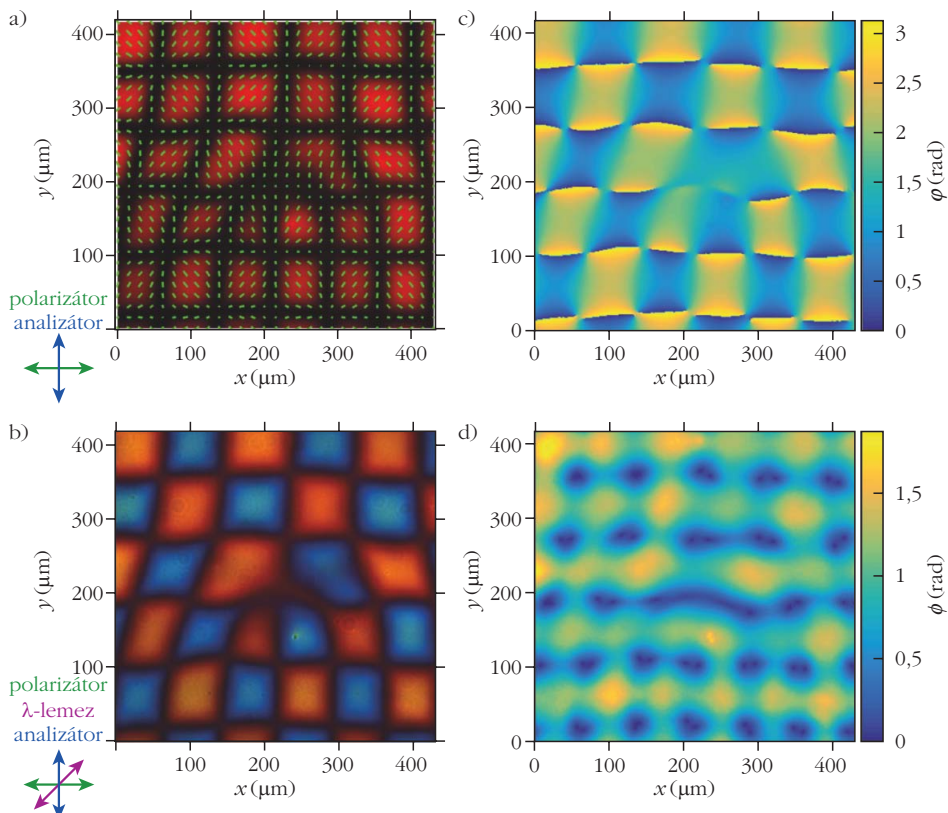
5. ábra. (a) Az  $\eta$  örvénykonverziós hatások a mintára kapcsolt  $U$  feszültség függvényében. (b) Az átmenő fényintenzitás feszültségfüggése keresztetett polarizátor között megfigyelt defektek esetén.

meghatározni, hogy egy, a defekt körül felvett zárt görbén körbejárva megszámloljuk, hogy a direktor hányszor fordul  $360^\circ$ -ot. Ha a görbén való körbejárás iránya megegyezik a direktor forgásának irányával, akkor  $s$  előjele pozitív, ellenkező esetben negatív. Az ellentétes (megegyező) előjelű topológiai töltéssel rendelkező defektek vonzzák (taszítják) egymást, és találkozáskor annihilálódhatnak.

Nemrég fedezték fel [10], hogy a homeotrop Freedericksz-geometriában, megfelelő anyagok használata esetén, a mintára kapcsolt feszültség frekvencia-

ciaja és amplitúdója által kifizített paramétertérben olyan tartományok is vannak, amelyekben a homogen homeotroptól és a véletlen umbilikus defektek által meghatározott morfológiáktól eltérő direktorstruktúrák figyelhetők meg. Megfelelő frekvencia-amplitúdó kombinációk esetén egy önszerveződött umbilikus defektekkel álló négyzetrács-textúra jelenik meg. Kutatásunkban azokat a kérdéseket kívánjuk megválaszolni, hogy a defektrácsot miként tudjuk használni optikai örvények keltésére, illetve a rendszernek milyen előnyei vannak.

6. ábra. Egy éldiszlokáció a topológiai defektrácsban polarimetriai és polarizációs mikroszkópos módszerekkel megfigyelve.



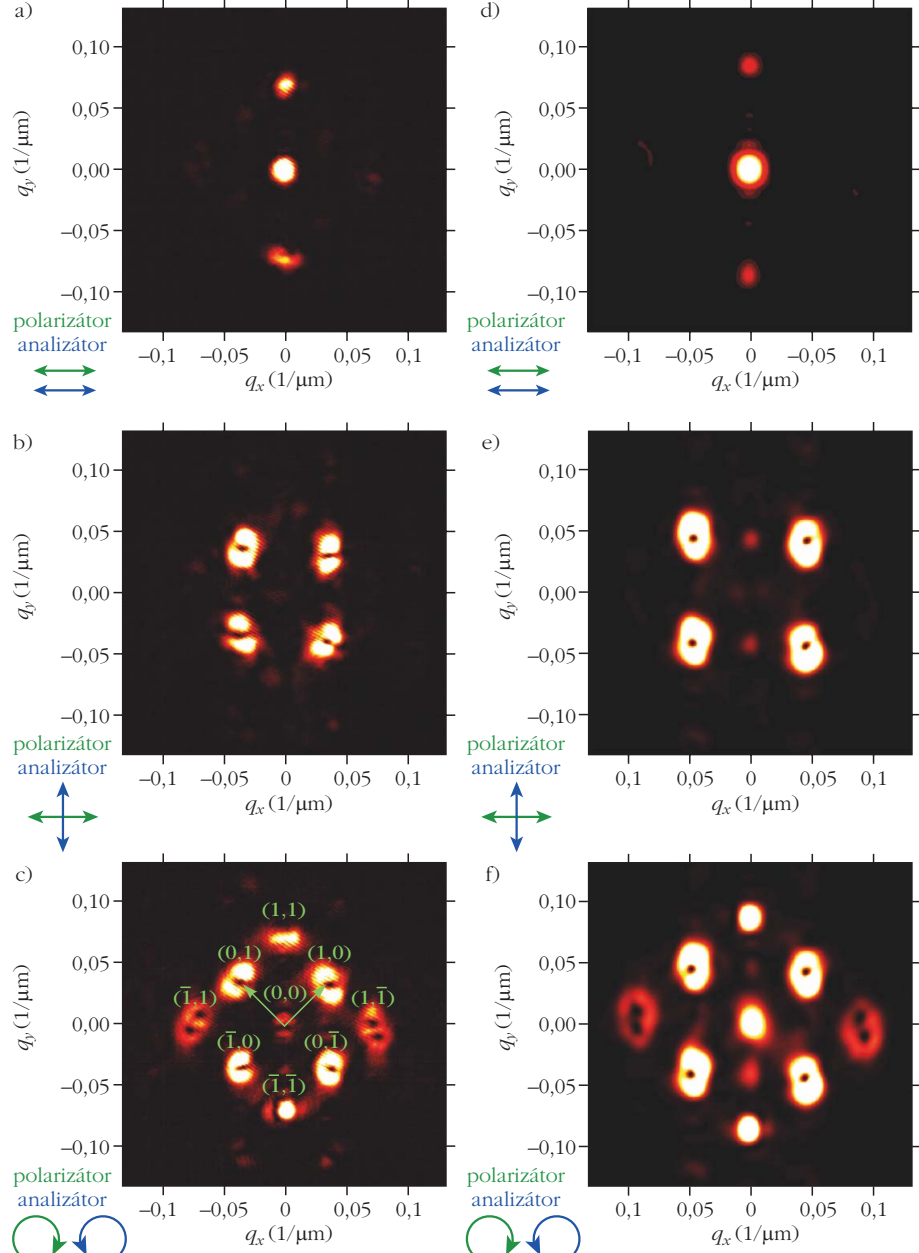
A kérdések megválaszolása érdekében a fentebb vázolt jelenség vizsgálatához új kísérleti berendezést építettünk, amely egyaránt alkalmas polarizációs mikroszkópos, képalkotó polarimetriai, diffraktometriai és Mach-Zehnder-interferometriai mérésekre.

A 3.a ábrán láthatjuk a defektrács polarimetriai mérésekből meghatározott direktorteret. A zöld vonalak a direktor vetületét jelölik, a kép piros háttere pedig egy keresztetett polarizátorokkal készült mikroszkópos kép. Az ábrán jól látszik az  $s = -1$  és  $s = +1$  (középen) topológiai töltésű defektekkel álló négyzetrács. A 3.b ábrán – amely fehér fényel, keresztetett polarizátorokkal, és lambdalemezzel készült – bejelöltük a négyzetrács egy lehetséges primitív celláját. A 3.c és 3.d ábrákon a kísérletileg meghatározott di-

rektor  $\varphi$  azimutszög és a két-törés nagyságát jellemző  $\phi$  retardáció térképét mutatjuk be. A defektrács legegyszerűbb leírásához egy kétdimenziós modellt használtunk, amiben azt feltételeztük, hogy a direktor a cella síkjában van, és két irányban ( $x, y$ ) harmonikusan modulált (3.e ábra). Ez a közelítés nagyobb feszültségek esetén jól leírja a defektrácsot. A 3.f ábrán egy Jones-mátrixos módszerrel szimulált, keresztezett polarizátoros textúrát láthatunk, amit a 2D-modell alapján számoltunk.

A direkt módszerrel való örvénynyalábkeltés próbájaként Gauss-lézernyalábbal világítottunk meg egy-egy ellenkező előjelű umbilikus defektet. Keresztezett polarizátorokkal (4.a és 4.b ábra) mindkét esetben a várt négy-sávú textúrát kaptuk: a kép a legvilágosabb ott, ahol a direktor valamelyik polarizátorral  $45^\circ$ -os, és a legsötétebb, ha  $0^\circ$ -os szöget zár be. Keresztezett (4.c és 4.d ábra) és párhuzamos (4.e és 4.f ábra) polarizátorokkal fánk, illetve inverz fánk jellegű képet kaptunk, ami arra utal, hogy a defektek a bejövő, cirkulárisan polarizált fény egy részét ellenkező kiralitású cirkulárisan polarizált örvénynyalábbá konvertálják. A kimenő fánknyalábok és egy Gauss-referencia interferenciája kettős spirált mutat, amik a különböző előjelű defektek esetén egymás tükörképei (4.g és 4.h ábra). A 2D-s modelltől Jones-mátrixos módszerrel számolt interferenciaképek a kísérletekhez hasonló eredményt adtak (4.i és 4.j ábra). A kettősspirál-interferogram arra utal, hogy a generált optikai örvények topológiai töltése  $l = 2$ , azaz abszolút értékben kétszerese az umbilikus defektek topológiai töltésének:  $l = |s|$ .

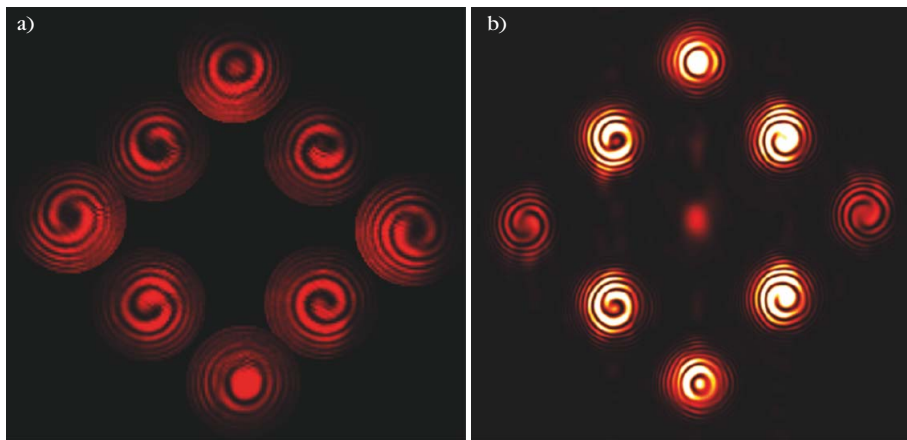
Felmerült a kérdés, hogy cirkuláris polarizáció esetén a bemenő fény  $I$  intenzitásának hányad része alakul optikai örvénnyé. Bevezetjük az örvénykonverziós hatásfokot, ami balkezes cirkulárisan polarizált (LCP) fényt feltételezve a kimenő jobbkezes (RCP) örvénynyaláb intenzitásának és az összintenzitás hányadosát jelenti. Az intenzitásokat a kimenő oldalon mérve különböző cirkuláris polarizátorokkal ez:



7. ábra. Egy topológiai defektrácsban található éldiszlokáción történő fénydiffrakció mért (a–c) és számolt (d–f) diffraktogramjai különböző polarizációs viszonyok mellett.

$$\eta(U) = \frac{I_{RCP}(U)}{I_{RCP}(U) + I_{LCP}(U)}.$$

Az 5.a ábrán láthatjuk  $\eta$  feszültségfüggését, különböző hullámhosszú fényre, különböző előjelű defektek esetén. Minden esetben a küszöbfeszültség felett az örvénykonverziós hatásfok körülbelül 0,9-ig növekszik, majd csökken. Nagyobb hullámhossz esetén a maximum magasabb feszültségeken tapasztalható. Keresztezett lineáris polarizátorok mellett megmértük a mintán átmenő fény intenzitását (5.b ábra), amiből az látszik, hogy az  $\eta$  feszültségfüggéséhez hasonló görbéket kaptunk, hasonló maximumhelyekkel, amelyekről tudjuk, hogy az első maximum-

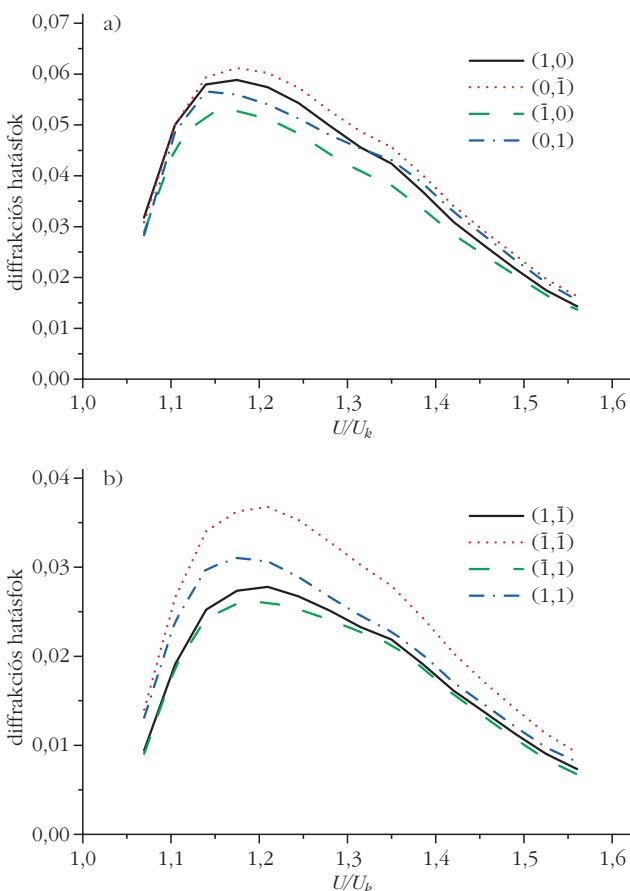


8. ábra. Az éldiszlokáción diffraktált fény Gauss-referenciával való interferenciája a különböző diffrakciós rendekben: (a) kísérletek montázsa, (b) szimuláció.

nál a retardáció  $\pi$ . Összefoglalva tehát, megmutattuk, hogy az örvénykonverziós hatások a mintára kapcsolt feszültséggel hangolható, így különböző hullámhosszak esetén is megközelítheti az 1-et, ahol a retardáció az adott színű fényre  $\pi$ .

Az umbilikus defektek által alkotott mintázat optikai (fázis)rácsként használható, mivel szerkezetéből következően jelentős mértékű törésmutató-modulációval jellemezhető [11, 12]. Ezt diffrakciós kísérleteinkkel igazoltuk, és továbbá azt tapasztaltuk, hogy a diffrakciós képek erősen függenek a fény polarizációjától.

9. ábra. A különböző rendekben diffraktált csúcsokhoz tartozó diffrakciós hatások a mintára kapcsolt feszültség függvényében.



viszonyaitól. A mintáinkban olyan tartományokat is találtunk, ahol a négyzetrácsban egy éldiszlokáció volt megfigyelhető. Egy ilyen helyet mutat a 6. ábra, ahol jól láthatóan az alsó részen eggyel több rácспериódus van, tehát az éldiszlokáció Burgers-vektora az  $x$  tengellyel párhuzamos. A 6. ábrán az éldiszlokáció polarimetriai mérésének eredményeit láthatjuk, a 3. ábrával megegyező jelölésekkel. Megjegyezzük, hogy az efféle rácshibák egyrészt véletlenszerűen megtalálható

tók a mintában, másrészt céltzottan generálhatók egy, az optikai rendszerbe becsatolt infravörös lézerrel, ami a minta helyi melegítésével a defektek mozgására, összeolvasztására ad lehetőséget.

A 6. ábrán látható éldiszlokáció, ha csak az  $x$  irányú periodikusságot nézzük, tulajdonképpen egy villarács. Következésképpen az általa létrejövő diffrakció optikai örvények keltésére lehet alkalmas. Ennek vizsgálata érdekében diffrakciós kísérleteket végeztünk az éldiszlokáción, amelyek eredményei különböző polarizátorbeállítások esetén a 7. ábrán láthatók (a: párhuzamos, b: keresztezett, c: keresztezett cirkuláris). A diffrakciós csúcsokat a 7.c ábrán indexeltük. A Burgers-vektorra merőleges irányokat  $((1,1), (1,1))$  leszámítva a foltokat fánkszerűnek találtuk. A polarimetriából kinyert direktor azimutusz-térkép felhasználásával kiszámoltuk a diffrakciós képeket, és a kísérletekhez hasonló eredményeket kaptunk (7.d-f ábrák).

A lyukas foltok optikai örvényszerűségének ellenőrzéséhez a diffrakciós kép csúcsaira az interferométerünk Gauss-referenciánalábját irányítottuk. A kísérleti interferogramok montázsát és a Jones-mátrix módszerrel számoltakat a 8.a és 8.b ábrán láthatjuk. A Burgers-vektorra merőleges irányban koncentrikus gyűrűket kaptunk, ami arra utal, hogy a  $(1,1), (1,1)$  csúcsok nem optikai örvény jellegűek. A többi esetben viszont spirálokat láthatunk különböző számú karokkal. Az  $(1,0), (0,1), (1,0), (0,1)$  rendekben talált egykarú spirálok  $l = 1$  topológiai töltésű optikai örvények jelenlétére utalnak. Az  $(1,1)$  és  $(1,1)$ -es diffrakciós csúcsokban pedig kétkarú spirálokat találtunk, ami  $l = 2$ -t jelent. Megmértük a diffrakciós csúcsok intenzitását a mintára kapcsolt feszültség függvényében, annak érdekében, hogy kiszámoljuk a hozzájuk tartozó diffrakciós hatásfokokat. Egy olyan csúcsra vonatkoztatva, ahol örvénnyalábjelleget tapasztaltunk, a diffrakciós hatásfok megadja, hogy a bemenő fény intenzitásának hány százaléka válik optikai örvénnyé az adott irányban. A 9.a ábrán láthatjuk, hogy az  $l = 1$ -hez tartozó  $(1,0), (0,1), (1,0), (0,1)$  rendeknél a diffrakciós hatásfok maximuma körülbelül 6%, az  $l = 2$ -höz tartozó  $(1,1)$  és  $(1,1)$  esetekben pedig körül-

belül 3% (9.b ábra). A diffrakciós hatásokok maximuma pedig ugyanazokon a feszültségeken érhető el, ahol a kettőtörésből adódó fázistolás, azaz a retardáció értéke  $\pi$ .

Összefoglalva tehát, megmutattuk, hogy egy nemrég felfedezett mintázatképződési folyamat – amely nematikus folyadékkristályban elektromos tér hatására egy önszerveződő topológia defektrácsot hoz létre – optikai örvények keltésére alkalmas. Az örvénynyalábokat – egyfelől az egyes defekteket fázismaszként használva, direkt módon, másrészt egy, a defektrácsban található éldiszlokációt villarácsként használva, diffrakcióval is – sikerült generálni. A direkt módszerrel az  $l = 2$  topológiai töltésű optikai örvényeket majdnem 100%-os hatékonysággal lehet létrehozni. A mintára kapcsolt feszültséggel a direktortérral összefüggő retardáció hangolható, ami különböző fényhullámhosszak mellett is nagy hatékonyságú örvénynyaláb-keltést tesz lehetővé. Az örvénynyaláb a feszültség állításával igény szerint, akár elektronikusan ki-be kapcsolható.

## Irodalom

1. L. Allen, S. M. Barnett, M. J. Padgett: *Optical Angular Momentum*. IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 2003.
2. P. C. Maurer, J. R. Maze, P. L. Stanwix, L. Jiang, A. V. Gorshkov, A. A. Zibrov, B. Harke, J. S. Hodges, A. S. Zibrov, A. Yacoby, D. Twitchen, S. W. Hell, R. L. Walsworth, M. D. Lukin, *Nature Phys.* **6** (2010) 912.
3. J. E. Curtis, D. G. Grier, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 133901.
4. V. G. Shvedov, A. S. Desyatnikov, A. V. Rode, Y. V. Izdebskaya, W. Z. Krolikowski, Y. S. Kivshar, *Appl. Phys. A* **100** (2010) 327.
5. Y. Yan, G. Xie, M. P. J. Lavery, H. Huang, N. Ahmed, C. Bao, Y. Ren, Y. Cao, L. Li, Z. Zhao, A. F. Molisch, M. Tur, M. J. Padgett, A. E. Willner, *Nat. Commun.* **5** (2014) 4876.
6. A. Aleksanyan, N. Kravets, E. Brasselet, *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 203902.
7. Bata Lajos: *Folyadékkristályok*. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1986.
8. D. Voloschenko, O. D. Lavrentovich, *Opt. Lett.* **25** (2000) 317.
9. E. Brasselet, N. Murazawa, H. Misawa, S. Juodkazis, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 103903.
10. Y. Sasaki, V. S. R. Jampani, C. Tanaka, N. Sakurai, S. Sakane, K. V. Le, F. Araoka, H. Orihara, *Nature Commun.* **7** (2016) 13238.
11. P. Salamon, N. Éber, Y. Sasaki, H. Orihara, Á. Buka, F. Araoka, *Phys. Rev. Applied* **10** (2018) 044008.
12. R. Amano, P. Salamon, S. Yokokawa, F. Kobayashi, Y. Sasaki, S. Fujii, Á. Buka, F. Araoka, H. Orihara, *RSC Advances* **8** (2018) 41472.