

# fizikai szemle



TOPOLÓGIA

fraktálok zenéje  
hírünk a nagyvilágban

2023/4

# Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította  
A Matematikai és Fizikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.

Támogatók: a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya, az Emberi Erőforrások Minisztériuma, a Magyar Biofizikai Társaság, a Magyar Nukleáris Társaság és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete

Megbízott főszerkesztő:  
Iglói Ferenc

Szerkesztőbizottság:  
Asbóth János, Biró László Péter, Czitrovsky Aladár, Gyürky György, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Kiss Ádám, Kopasz Katalin, Neda Zoltán, Ormos Pál, Pálfalvi László, Rábóczki Bence, Simon Ferenc, Simon Péter, Sükösd Csaba, Szabados László, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

Műszaki szerkesztő:  
Kármán Tamás

A folyóirat e-mailcíme:  
szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A beküldött tudományos, ismeretterjesztő és fizikatanítási cikkek a Szerkesztőbizottság, illetve az általa felkért, a témában elismert szakértő jóváhagyó véleménye után jelenhetnek meg.

A folyóirat honlapja:  
<http://www.fizikaiszemle.hu>



A címlapon:

Az alaplapra merőleges elektromos mezőbe helyezett, negatív dielektromos anizotrópiájú csepp polarizációs mikroszkópos képe (lásd Salamon Péter és munkatársai cikkét).

## TARTALOM

Asbóth János: Topológia a modern szilárdtest-fizikában 109  
Pályi András, Frank György, Pintér Gergő: Születésszabályozás a szilárdtest-fizikában 110

*Kristályos anyagokban az elektronok sávszerkezetében a különböző sávok keresztezhetik egymást. E kereszteződések generikusak vagy egzotikusak lehetnek, és egy egzotikusból a kristály mechanikai deformációja révén több generikus kereszteződés születik.*

Rózsa Levente, Palotás Krisztián: Nanoméretű mágneses szerkezetek topológiája 114

*Az atomi mágneses momentumok a környezetükben lévő mágneses térnek megfelelően állnak be, ez gyakran atomi mérettartományú, egzotikus szerkezetek kialakulásához vezet.*

Salamon Péter, Máthé Marcell, Buka Ágnes, Jáklai Antal: Hangolható hibahelyek nematikus folyadékkristály-cseppekben 120

*A topológiai hibák kísérleti vizsgálata különösen látványos folyadékkristályokban, ahol ezek kényelmesen manipulálhatók külső elektromos, mágneses terekkel és nyírással vagy fénnel.*

## REFLEKTORFÉNYBEN

Kun Emma: Út a többcsatornás csillagászat és asztrofizika világába 124  
*Az MTA prémium posztdoktora eddigi pályája és közeljövő tervei.*

## A FIZIKA TANÍTÁSA

Sódor Ádám: Miért olyan elutasítóak a tudósok a mindent felforgató új tudományos elképzelésekkel szemben? 129

*Nap mint nap számos forradalmian új tudományos ötlet születik, de nyomós okunk van erősen gyanakvónak lenni velük szemben.*

Csatári László: Hangsebesség meghatározása ultrahangos távolságérzékelőkkel 132

*Hangsebesség mérése és nehézségei, buktatói levegőben és vízben.*

Zhang Yu Jie, Simon Ferenc: Fraktálok zenéje – avagy érdekes jelalakok oszcilloszkópon 137

*Fraktálok bemutatása oszcilloszkópon.*

Elblinger Ferenc: Kaszás Dezső (1932–2022) 140

## HÍREK – ESEMÉNYEK

Hírünk a nagyvilágban 143

Forró László: Búcsú Karl Alex Müllertől 144

Kitüntetések március 15. alkalmából 144

*J. Asbóth: Topology in modern solid state physics*

*A. Pályi, Gy. Frank, G. Pintér: Birth control in solid state physics*

*L. Rózsa, K. Palotás: Topology of nanoscale magnetic structures*

*P. Salamon, M. Máthé, Á. Buka, A. Jáklai: Tunable defects in nematic liquid crystal droplets*

## IN THE SPOTLIGHT

*E. Kun: A journey into the world of multi-channel astronomy and astrophysics*

## TEACHING PHYSICS

*Á. Sódor: Why are scientists so dismissive of disruptive new scientific ideas?*

*L. Csatári: Determination of sound speed with an ultrasonic sensor*

*Y. J. Zhang, F. Simon: The music of fractals – or interesting waveforms on an oscilloscope*

*F. Elblinger: Dezső Kaszás (1932–2022)*

## EVENTS

We are famous all over the world

*L. Forró: Farewell to Karl Alex Müller*

Honors on the occasion of March 15<sup>th</sup>

Fizikai Szemle  
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



EMBERI ERŐFORRÁSOK  
MINISZTERIUMA



Nemzeti Kulturális Alap



# A TOPOLOGIA A MODERN SZILÁRDTEST-FIZIKÁBAN

A topológia, mint a matematika egy ága, olyan tulajdonságokkal foglalkozik, amelyek robusztusak: folytonos változtatások alatt értékük megőrződik, mert valamilyen egész értékű topologikus invariáns kapcsolható hozzájuk. A leggyakrabban idézett példa a kétdimenziós zárt felületeken az „alagutak száma”, azaz a nemszám (genus), ami a felületek folytonos „gyúrása” során nem változik: például a gömbfelület nemszáma 0, a tóruszé 1, a percc felületéé 2. Ilyen alagutat létrehozni úgy tudunk, ha lyukakat „tépünk” a felületbe, majd ezeket egymással „összehegesztjük”. Az alagutak jelenlétére nem utal semmilyen lokális mennyiség, de számuk megkapható lokális mennyiségek összegeként: a Gauss-görbület integráljából, vagy a felületet közelítő gráf csúcsainak, élének és lapjainak számából.

Na de hogyan kerül a topológia a fizikába? Például a vortexeken keresztül. Ezek szuperfolyékony anyagokban, illetve másodfajú szupravezetőben előforduló, stabil örvényáramok. Stabilak, mert az áram egy rendparaméter fázisának gradienseiből adódik, márpedig egy vortexet megkerülve a kiindulási pontra jutunk vissza, ezért a fázis csak egész számszor fordulhat körbe az út során. A vortexek topologikus anyaghibák, magukban a rendparaméter fázisa határozatlanná válik, ezért a rendparaméter nulla kell legyen. Megjegyezzük, hogy az örvények szuperfolyékonyág nélkül is nagyon stabilak tudnak lenni, így például az örvénygyűrűk feltűnő stabilitása ihlette az 1860-as években *Peter Taitet* és *William Thomsont* (a későbbi *Lord Kelvin*), hogy felvessék: az atomok voltaképpen elemi csomók az (akkor még létezőnek gondolt) éter áramlásakor fellépő örvénygyűrűkön.

A topológia igazi diadalmenete a modern szilárdtest-fizikában az 1980-as években felfedezett egész kvantumszámú Hall-effektus elméleti magyarázatával indult meg (lásd 2016-os Nobel-díj, amiről a *Fizikai Szemlében* is írtunk). Az effektus kulcsa a tömb-él korrespondencia: a minta élén (felületén) mért tökéletes vezetést néhány kvantumcsatorna adja, amelyek számát a tömbi rész sávszerkezetének topologikus invariánsaként (Chern-számaként) is megkaphatjuk. Érdekes módon itt az első két bekezdés példái találkoznak. Egyrészt a Chern-szám megkapható az impulzustérben mindenhol sima Berry-görbület integráljából, másrészt a Berry-fázisban megjelenő vortexek leszámolásával is. A vortexek példájából indulva, a kvantumcsatorna Hall-effektust is tárgyalva, a topológiát megtalálja a fizika számos területén *Volovik*, monumentális, pedagógikus (és a szerző által a honlapján ingyenesen elérhetővé tett), a *The Universe in a Helium Droplet* című monográfiában.

A kvantumcsatorna Hall-effektus magyarázata után hamar kiderült, hogy lehetséges a topologikusan védett, felületi tökéletes vezetési sávok szigetelő anyagokban külső

mágneses tér nélkül is. A Berry-fázis, a topológia, a differenciálgeometria eszközeit használva *Kitaev* és mások feltárták az ilyen anyagok, a topologikus szigetelők és szupravezetők univerzalitási osztályait: a „periódusos rendszert”, azaz hogy különböző dimenzióban (1: drótok, 2: vékonyrétegek, 3: tömbi anyagok, 4 és több: csak elméletben létező „anyagok”) az elemi szimmetriák milyen kombinációja szükséges a topologikus viselkedéshez. Az elmélet nyomán először a HgTe-ban, majd más, szintén erős spin-pálya kölcsönhatással bíró félvezető anyagokban is sikerült kimutatni a topologikusan védett vezetést. Sajnos az eddig ismert topologikus szigetelők nehezen szintetizálható, esetenként mérgező anyagok, emiatt gyakorlati alkalmazásukról egyelőre nem hallani.

A topologikus szigetelők és szupravezetők után az érdeklődés a topologikus (Weyl) félfémek felé fordult. Ezek olyan anyagok, amelyek sávjai között topologikusan védett degenerációk vannak – a sávok egyes kvázi-impulzus-értékeknél (ezeket dimenziótól és degenerációs foktól függően Weyl- vagy Dirac-pontoknak nevezik) „össze vannak csomózva”. Ilyen anyag a grafén, amelynek csomózódási pontjai a Brillouin-zónájának sarkaiban vannak, ezek közelében a sávok kónikusan távolodnak el egymástól. Valójában a sávok közötti ilyen topologikusan védett, kónikus degenerációk régóta ismertek, de topologikus magyarázatuk és fizikai következményeik megértése csak mostanában vált fontossá. A topologikus félfémek feltárásán túl a topologikus sávméletek továbbra is aktív terület, ahol a kutatás frontvonalán az extra szimmetriák, a periodikus gerjesztések lehetőségei és a nemhermitikus modellek állnak.

A topológia a modern szilárdtest-fizikában a sávméleten túl, az erős kölcsönhatásokkal jellemzett szilárdtestekben is – topologikus rend formájában – megjelenik. Ez a téma szintén az 1980-as években kezdődött, de az 1981–82-ben felfedezett tört kvantumszámú Hall-effektussal: itt a gerjesztések az elemi töltés törtrészt hordozó és egymással topologikusan kölcsönható kvázi-részecskék. Az effektus kísérleti felfedezéséért és az első elméleti modellekért együtt adtak Nobel-díjat 1998-ban. A topologikus rend legegyszerűbb elméleti modelljeit az 1990-es évek végén állította fel *Kitaev*, és megmutatta, hogyan lehet segítségükkel a környezeti hatásoktól védetten „elrejtetni” kvantumbiteket, és ezeken kvantumszámítást végezni. *Kitaev* ötletei nyomán a topologikus rend kulcsfontosságúvá vált a nagyméretű kvantumszámítógépek építéséhez, így ezt igyekszik megvalósítani minden vezető kvantumszámítógép-konstruktor, a Google-tól az IBM-ig.

*Asbóth János*

BME TTK Elméleti Fizika Tanszék

Wigner FK Kvantumoptika és Kvantuminformatika Osztály

# SZÜLETÉSSZABÁLYOZÁS A SZILÁRDTEST-FIZIKÁBAN

Pályi András,<sup>1,2</sup> Frank György,<sup>1</sup> Pintér Gergő<sup>1</sup>

<sup>1</sup>BME, Fizikai Intézet, Elméleti Fizika Tanszék

<sup>2</sup>BME, MTA–BME Kvantumdinamika és Korrelációk Kutatócsoport

Kristályos anyagok elektromos és optikai tulajdonságainak megértésében fontos szerepet játszik az elektronok sáv szerkezete, vagy más néven diszperziós relációja. Érdekes jelenségekhez vezethet, ha a sáv szerkezet különböző sávjai metszik egymást, az ilyen jelenségekből nőtt ki az elmúlt évtizedben a Weyl-félfémek kutatási területe [1, 2]. A sávok keresztesződése lehet generikus vagy egzotikus, és egy egzotikus sáv keresztesződésből a kristály mechanikai deformációja révén több generikus sáv keresztesződés születik. Hány generikus sáv keresztesződés születhet egy egzotikusból? Ezt geometriai és topológiai tételek szabályozzák, ezeket járjuk körbe ebben a cikkben.

## Egyváltozós függvények nullhelyeinek születésszabályozása

A sáv szerkezeti degenerációk születésszabályozása jól modellezhető egy sokkal egyszerűbb keretben: egyváltozós valós függvények nullhelyeivel. Először ilyen példákat mutatunk be: adott egy  $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$  függvény, és annak egy zérushelye, az egyszerűség kedvéért az  $x = 0$  pontban. Ha kicsit megváltoztatjuk (azaz *perturbáljuk*) a függvényt, akkor hány zérushely születhet az eredeti zérushelyből?

Tekintsük először azt az esetet, amikor a függvény olyan, hogy a grafikonja „átszalad” az  $x$  tengelyen. Ez megfelel annak, hogy az első deriváltja a zérushelyen nem nulla, mint például az  $f_1(x) = x$  függvény (zöld

vonal az *1.a ábrán*) esetén. Ilyenkor a függvény perturbálása esetén (szürke vonal az *1.a ábrán*) a zérushely legfeljebb elmozdul, de további zérushely nem születik belőle. Szaknyelven az ilyen zérushelyet *generikusnak* szokás hívni.

Ha viszont a függvény grafikonja hozzásimul az  $x$  tengelyhez, mint például az  $f_2(x) = x^2$  függvény esetén (zöld vonal az *1.b ábrán*), akkor a perturbálásnak – attól függően, hogy pontosan mi a perturbáció – több különböző hatása is lehet. Első lehetőség: a perturbáció nem változtatja meg az eredeti konfigurációt, csak eltolja a zérushelyet. Ilyen például az  $f(x, a) = (x-a)^2$  módon perturbált függvény, ahol  $a$  kis valós szám. Második lehetőség: a perturbáció hatására a zérushely eltűnik. Ilyen például az  $f(x, a) = x^2 + a$  perturbáció, ahol  $a$  kis pozitív szám; ezt mutatja az *1.b ábra* felső szürke vonala. Harmadik lehetőség: a perturbáció hatására a zérushely kettéválik, azaz két új zérushely születik. Ilyen például az  $f(x, a) = x^2 - a$  perturbáció; ezt mutatja az *1.b ábra* alsó szürke vonala, amelyen a kék és piros pontok jelzik az újonnan született generikus zérushelyeket.

Ha gondolkodás nélkül, véletlenszerűen felrajzolunk egy függvénygrafikont, és a felrajzolt függvénynek van zérushelye, akkor a zérushelynél a grafikon minden valószínűség szerint átszalad az  $x$  tengelyen, azaz a függvény deriváltja nem tűnik el, azaz a grafikon nem simul hozzá az  $x$  tengelyhez. Emiatt hívjuk az ilyen zérushelyet generikusnak. Ettől eltérő, *nem-generikus* zérushelyet csak úgy kaphatunk, ha kimondottan ügyelünk arra, hogy olyan grafikont rajzoljunk fel, ami hozzásimul az  $x$  tengelyhez, mint például a fenti  $f_2(x) = x^2$  példában. Ez utóbbi típusú zérushelyeket *nem-generikus*, *finomhangolt* vagy *egzotikus* zérushelyeknek nevezzük.

A fenti két példa,  $f_1(x) = x$  és  $f_2(x) = x^2$ , remekül illusztrál további két fogalmat, a *lokális fok* (vagy *topologikus töltés*) és a *lokális multiplicitás* (vagy *születési kvóta*) [3]) fogalmát.



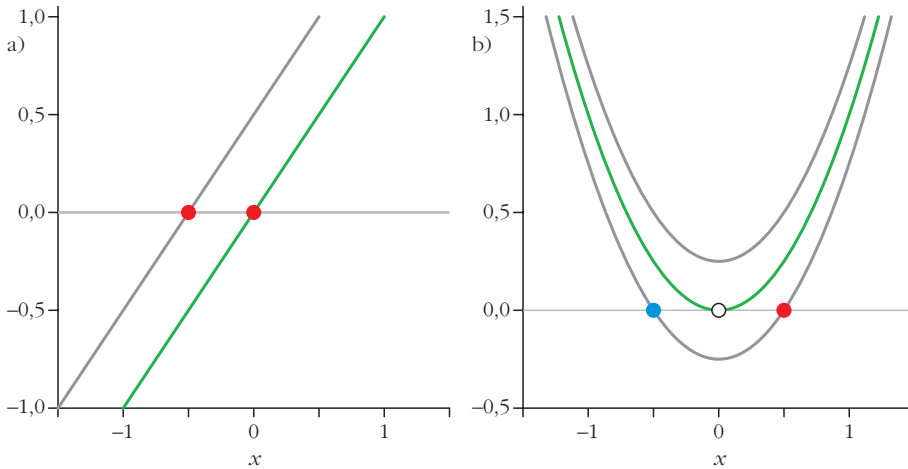
Pályi András 2004-ben végzett fizikusként az ELTE-n és ugyanott szerezte PhD-ját 2008-ban. 2008 és 2010 között a Konstanz Egyetemen volt posztdoktori kutató, 2011 és 2015 között pedig az ELTE Anyagfizika Tanszékén dolgozott egyetemi adjunktusként. 2015 óta a BME Fizikai Intézetében egyetemi docens. Elméleti fizikus, a szilárdtest-fizika és a kvantuminformáció-elmélet területén kutat és oktat.



Frank György 2019-ben végzett fizikusként az BME-n. Jelenleg PhD-ját végzi a BME Elméleti Fizika Tanszéken szilárdtest-fizika és topológia területén.



Pintér Gergő matematikusként végzett az ELTE-n 2010-ben, majd topológia és szingularitáselmélet témában doktorált ugyanott 2018-ban. A Rényi Intézetbeli kutatás mellett a BGE-n, a BME-n és az ELTE-n tanított. Jelenleg a BME Elméleti Fizika Tanszéken kvantumrendszerek topológiai jellemzőit vizsgálja. Különböző területek kapcsolódásai érdeklik. A MateMorfózis előadássorozattal szórakoztató feszítálműfajt formált a „felsőbb” matematikából, két tudományos ismeretterjesztő könyve is megjelent.



1. ábra. Valós függvények zérushelyének elmozdulása, eltűnése, születése. a) Az  $f_1(x) = x$  függvény grafikonja (zöld vonal) és generikus zérushelye (piros pont a zöld vonalon), ami perturbáció hatására nem tűnik el, legfeljebb elmozdul (szürke vonal és azon a piros pont). b) Az  $f_2(x) = x^2$  függvény grafikonja (zöld vonal) és egzotikus zérushelyének (fehér pont) sorsa perturbáció hatására: vagy eltűnik (felső szürke vonal), vagy két generikus zérushely születik belőle (kék és piros pontok az alsó szürke vonalon).

**Topologikus töltés ( $Q$ ).** Egy egyváltozós valós függvény zérushelyének  $Q$  topologikus töltése  $+1$ ,  $0$ , vagy  $-1$  lehet:  $Q = +1$ , ha a zérushelynél a függvény az  $x$  tengelyen alulról felfelé halad át (monoton nő), mint  $f_1$  esetén. A topologikus töltés  $Q = 0$ , ha a függvény nem vált előjelet a zérushelynél, erre az esetre példa az  $f_2(x) = x^2$  zérushelye. Végül a topologikus töltés  $Q = -1$ , ha a grafikon az  $x$  tengelyen felülről lefelé halad át (monoton csökken), ilyen példa az  $f(x) = -x$ . További példaként tekintünk a pozitív egész kitevőjű hatványfüggvények családját,  $f_n(x) = x^n$ . Az összes családtagnak zérushelye van  $x = 0$ -ban, és a zérushely topologikus töltése alternál  $+1$  és  $0$  között, ahogy  $n$ -nel lépkedünk felfelé:

$$Q = \frac{1 - (-1)^n}{2}.$$

**Születési kvóta ( $S$ ).** Néhány bekezdéssel feljebb láttuk, hogy az  $x^2$  függvény  $x = 0$ -ban található zérushelye perturbáció hatására eltűnhet, vagy két új zérushely születhet belőle. A magasabbrendű  $f_n$  hatványfüggvényekkel játszva könnyű „kísérletileg” megbizonyosodni arról, hogy  $f_n$  különböző perturbációi általában különböző számú új zérushely születését teszik lehetővé. Az  $x^2$  függvényt generikusan perturbálva az új zérushelyek generikusak lesznek, és számuk  $0$  vagy  $2$ ; az  $x^3$  esetében számuk  $1$  vagy  $3$ , az  $x^4$  esetében  $0$ ,  $2$  vagy  $4$  és így tovább. A mintázat világos: az  $x^n$  generikus perturbálása révén legalább annyi új generikus zérushely születik, amennyi az eredeti zérushely topologikus töltésének abszolút értéke és legfeljebb annyi, amennyi az  $n$  értéke, továbbá a generikus zérushelyek számának paritása megegyezik az eredeti zérushely topologikus töltésének paritásával és  $n$  paritásával is. Az újonnan szüle-

tő zérushelyek maximális számát hívjuk születési kvótának – a fenti esetekben tehát  $S = n$ .

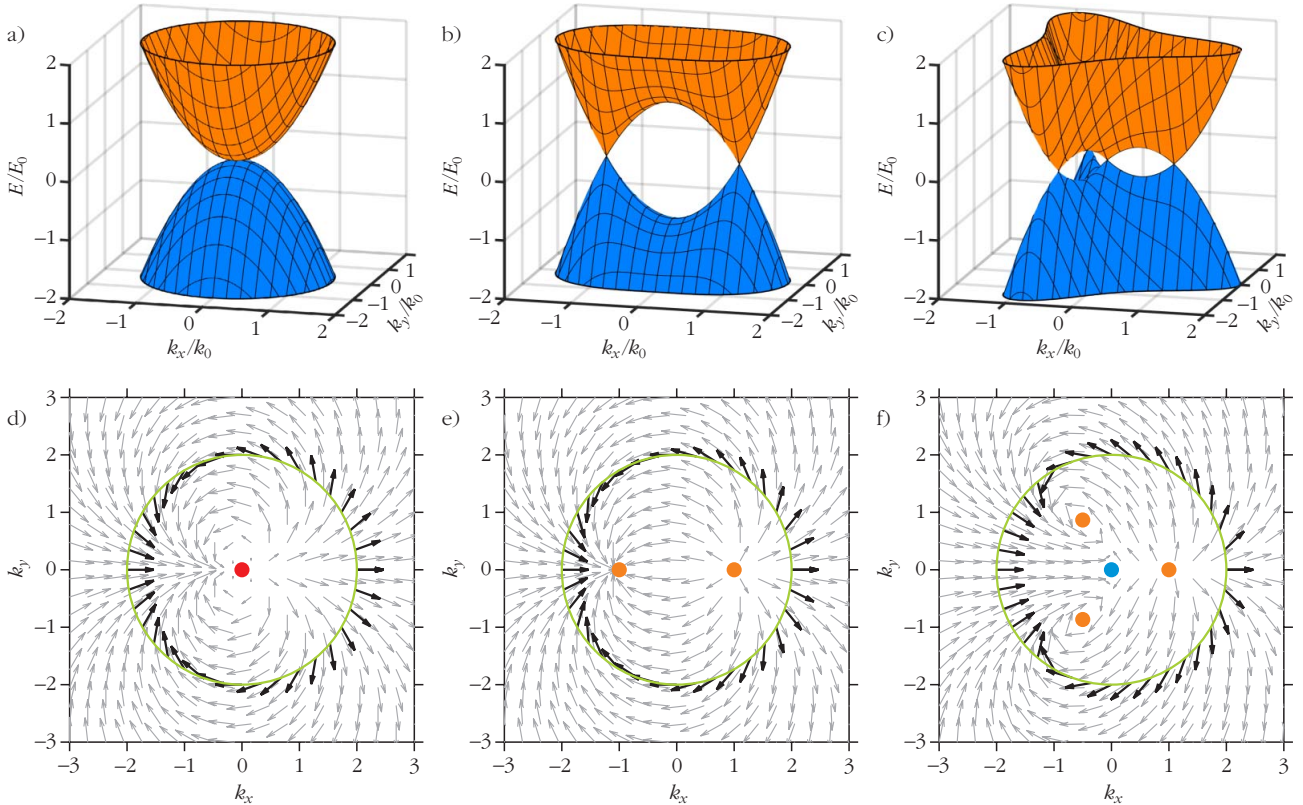
A fenti születési kvóta nem csupán egy „kísérleti” megfigyelés, hanem tény. Ezt úgy a legkönnyebb érzékeltetni, ha a valós függvényekről komplex függvényekre térünk át, ilyenkor ugyanis a zérushelyek születése leegyszerűsödik. Például, ha az  $f_n$  függvényt komplexifikáljuk, azaz újraértelmezzük  $\mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$  függvényként,  $f_{n,\mathbb{C}}: \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}, z \rightarrow z^n$ , akkor az eredeti zérushelyből generikus perturbáció hatására a komplex síkon születő új zérushelyek száma mindig  $n$ . Ebből az  $n$  zérushelyből vala-

mennyi elhelyezkedhet a valós tengelyen, de nyilván legfeljebb  $n$  darab, tehát  $n$  valóban megadja a valós  $f_n$  zérushelyének születési kvótáját.

Érdekes észrevenni, hogy a komplexifikálásra úgy is gondolhatunk, hogy az egyváltozós valós függvényünkhöz egy kétváltozós valós vektormezőt (hívjuk ezt  $f_{n,\mathbb{C},\mathbb{R}}$ -nek) rendeltünk ezen szabály alapján:  $f_{n,\mathbb{C},\mathbb{R}}: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2, (u, v) \rightarrow (\text{Re}[(u+iv)^n], \text{Im}[(u+iv)^n])$ . E vektormezőnek kiértékelhetjük a zérushely körüli csavarodási számát: ha a zérushelyet körbe vesszük egy zárt görbével, akkor a görbe mentén körbehaladva a vektormező hány teljes körbefordulást tesz meg? Ez a csavarodási szám éppen  $n$  lesz. Tehát egy általunk vizsgált valós függvény zérushelyének születési kvótája nem más, mint a megfelelő módon hozzárendelt kétdimenziós vektormező csavarodási száma.

Térjünk vissza az egyváltozós valós függvényekre. Az  $f_n$  hatványfüggvényekkel történő kísérletezésből kirajzolódik a topologikus töltés megmaradásának tétele is: az újonnan születő zérushelyek topologikus töltéseinek összege éppen az eredeti zérushely topologikus töltése. A töltésmegmaradás tétele összhangban van azzal a fenti észrevétellel is, hogy egy generikus perturbáció hatására születő generikus zérushelyek számának paritása megegyezik az eredeti zérushely topologikus töltésének paritásával.

A fentiekben az  $x^n$  függvénycsalád példáján illusztráltuk a zérushelyek topologikus töltésének és születési kvótájának fogalmát, és ezek szerepét a perturbáció hatására születő új zérushelyek számának meghatározásában. A fenti fogalmak és relációk egyszerűen általánosíthatók, például analitikus függvényekre (illetve kis módosítással sima függvényekre is). Egy ilyen általános függvény zérushelyéhez úgy rendelhetünk topologikus töltést és születési kvótát, hogy a zérushely közelében hatványsorba fejtsük. Ha a hat-



2. ábra. Generikus degenerációs pontok születése egy egzotikus degenerációs pontból, a kétrétegű grafén elektron-sáv szerkezetén bemutatva. a) Egzotikus degenerációs pont a sáv szerkezetben, kvadratikusan érintkező sávokkal. b) Két generikus degenerációs pont a sáv szerkezetben, ami az a) eset egzotikus degenerációs pontjából születik mechanikai feszültség hatására. c) Négy generikus pont a sáv szerkezetben, ami az a) eset egzotikus degenerációs pontjából születik távolabbszomszéd-alagutazás bekapcsolásának hatására. d), e), f) mutatja a sáv szerkezetekhez tartozó vektormezőket; ezeken értelmezhetjük a degenerációs pontokhoz tartozó topologikus töltéseket (a vektormező csavarodási száma a degenerációs pont körül), és ezek illusztrálják a topologikus töltés megmaradásának tételét is.

ványsor vezető rendű tagja páros rendű, akkor a topologikus töltés 0, hiszen a függvény ilyenkor nem vált előjelet a zérushelynél. Ha a vezető rendű tag páratlan rendű, akkor együttthatójának előjele adja meg a topologikus töltést, hiszen ilyenkor ez az előjel szabja meg, hogy a függvény grafikonja alulról felfelé, vagy fentről lefelé szeli át az  $x$  tengelyt. A születési kvóta minden esetben a vezető rendű tag rendje lesz.

Általában tehát egy függvény zérushelyéből perturbációk hatására születő új zérushelyeinek száma legálább az eredeti zérushely topologikus töltésének abszolút értéke, legfeljebb pedig a függvény zérushely körüli hatványsorának vezető rendje, továbbá ezen határok paritása megegyezik, és ezen paritás megegyezik az újonnan született zérushelyek számának paritásával.

## Sávkereszteződések születésszabályozása a szilárdtest-fizikában

A fenti, elemi matematikai fogalmak és relációk érdekes módon megjelennek egy, a fentiekől látszólag független fizikai kontextusban. Ebben a cikkben a szilárdtest-fizikai vonatkozásokra fókuszálunk, azon belül

pedig a kristályos anyagok elektron-sáv szerkezetére. A szemléletesség kedvéért gondoljunk egy konkrét két-dimenziós anyagra, a kétrétegű grafénre! A kétrétegű grafén sáv szerkezetének fizikailag legfontosabb részére az azt jól ismerők úgy szoktak gondolni, mint két függvény összegére ( $E_1(\mathbf{k}), E_2(\mathbf{k})$ ), ahol az  $E_1(\mathbf{k})$  függvény megadja a vegyértéksáv energiáját, az  $E_2(\mathbf{k})$  függvény pedig a vezetési sáv energiáját, a  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$  hullám-számvektor függvényeként. Ha a kétrétegű grafén elektronjait a lehető legegyszerűbb modellel írjuk le, akkor az ebből számolt sáv szerkezetben van egy *sávkereszteződés* vagy *degenerációs pont*: a hullám-számvektor egy bizonyos  $\mathbf{K}$  értékére a két sáv energiája egybeesik, azaz  $E_1(\mathbf{K}) - E_2(\mathbf{K}) = 0$ . Ezt mutatja a 2.a ábra. Az ábrán látható, hogy a két sáv parabolászerűen (*kvadratikusan*) egymáshoz simul, tehát a helyzet inkább emlékeztet az  $f_2(x) = x^2$  egzotikus zérushelyére, mintsem az  $f_1(x) = x$  generikus zérushelyére.

Felvértvezve a valós függvények zérushelyeinek születésszabályozására vonatkozó tudásunkkal, természetesen adódik a kérdés: ha egy sáv szerkezetben két szomszédos sáv energiája közötti különbségnek zérushelye van, akkor mit történhet ezzel a zérushellyel, ha perturbáljuk a kristályt? Általánosíthatók-e a valós függvények zérushelyeinek születésszabályo-

zására vonatkozó fogalmak és összefüggések erre a bonyolultabb, többdimenziós esetre? A kérdés nem csak matematikailag érdekes, de fizikailag is, hiszen egy kristályt tényleg lehet perturbálni, például mechanikai deformáció révén, vagy külső elektromágneses terek bekapcsolásával és hangolásával, és a sáv szerkezet így előidézett változásait tényleg lehet kísérletileg vizsgálni.

Numerikus kísérletekkel könnyen kialakíthatunk egy intuíciót arról, hogy miként jelentkeznek az előző szakaszban megismert elemek az elektron-sáv szerkezetre vonatkozóan. A 2. ábra b) és c) panelje mutatja a sáv szerkezet torzulását két különböző perturbáció hatására. A b) panelen a kétrétegű grafénre alkalmazott húzófeszültség hatása látható. Ennek hatására az a) panelen látható, egy pontban történő, kvadratikusan sávérintkezés helyett a sávok két pontban érintik egymást, és a diszperziós relációk mindkét érintkezési pontban kúpot alkotnak, azaz az energiakülönbség lineáris függvénye lesz a hullámvektorokhoz.

Az a) és b) panelek megrajzolásához használt modellekben a grafén elektronjai csak a közvetlenül szomszédos atomok között tudnak átugrani. A c) panelen egy olyan perturbáció hatása látható, amikor a modellben lehetővé tesszük az elektronok távolabbi atomok közötti átugrását is. E perturbációnak is az a hatása, hogy az a) panel kvadratikusan degenerációs pontja szétválik több, lineáris diszperzióval rendelkező degenerációs pontra, de itt az újonnan született degenerációs pontok száma négy lesz.

Az ebben a példában megjelenő fogalmak analógiába állíthatók az egyváltozós valós függvények kapcsán fentebb tárgyalt fogalmakkal. A b) és c) panelen látható, kúp alakú, lineáris diszperziót mutató érintkezési pontok megfelelnek az egyváltozós valós függvények generikus zérushelyeinek. Előbbiek ugyanabban az értelemben generikusak, ahogy utóbbiak: a modell kis perturbációja hatására a sávok érintkezése és a kúpszerű diszperzió megmarad, legfeljebb az érintkezési pont mozdul el a hullámszámterben.

A topologikus töltés is definiálható, és a topologikus jelleg itt már jobban kidomborodik: kétdimenziós anyagok esetén minden degenerációs ponthoz egy kétdimenziós vektormezőt rendelhetünk, és e vektormező degenerációs pont körüli csavarodási száma (amit matematikus nyelvezetben *indexnek* vagy *lokális foknak* neveznek) adja a topologikus töltést. Például az a) panelen látható sáv szerkezethez tartozó vektormezőt, amit a d) panelen ábrázoltunk, egy effektív  $2 \times 2$ -es Hamilton-mátrixból származtathatjuk. Ez a Hamilton-mátrix írja le a kétrétegű grafén elektronjait a fenti  $\mathbf{K}$  hullámszámvektor közelében:

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \begin{bmatrix} 0 & (k_x - i k_y)^2 \\ (k_x + i k_y)^2 & 0 \end{bmatrix}.$$

Itt  $\hbar$  a redukált Planck-állandó,  $m$  pedig az elektronok effektív tömege. Ezt a hermitikus mátrixot felbonthatjuk a Pauli-mátrixok bázisán:

$$\hat{H} \propto d_x(k_x, k_y) \hat{\sigma}_x + d_y(k_x, k_y) \hat{\sigma}_y,$$

így a kétkomponensű  $d$  függvény valóban egy  $\mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$  függvényt, vagy más néven *kétdimenziós vektormezőt* definiál. Könnyen kiszámolható, hogy ebben az esetben a vektormezőt leíró formula

$$(d_x, d_y) = (k_x^2 - k_y^2, 2k_x k_y)$$

alakú.

Az a), b) és c) paneleken látott sáv szerkezetekhez tartozó vektormezőket rendre a d), e) és f) panelek mutatják. Egy degenerációs pont topologikus töltését úgy tudjuk leolvasni az ábráról, hogy a pontot körbevesszük egy zárt hurokkal, és követjük, hogy a zárt hurok mentén körbemenve a vektormező hányszor csavarodik. Ily módon a d), e), f) panelekről leolvasható, hogy az a) panelen látható degenerációs pontra a csavarodási szám  $+2$  (piros pont a d) panelen), a b) panelen látható mindkét degenerációs pontra  $+1$  (narancssárga pontok az e) panelen), és a c) panelen látható degenerációs pontok közül háromra  $+1$  és egyre  $-1$  (narancssárga és kék pontok az f) panelen). Az ábra példáin tetten érhető tehát a töltésmegmaradás tétele is, azaz hogy perturbáció hatására az újonnan születő degenerációs pontok össztöltése megegyezik a kezdeti degenerációs pont össztöltésével.

Egy degenerációs ponthoz tartozó kétdimenziós vektormezőnek nem csak topologikus töltése van, hanem születési kvótája is. Ez az egyváltozós valós függvényeknél megismert születési kvóta általánosítása. Ez a születési kvóta is felfogható csavarodási számként: a degenerációs pontban eltűnő kétdimenziós vektormezőből képezhetünk egy egyetlen pontban eltűnő négydimenziós  $\mathbb{R}^4 \rightarrow \mathbb{R}^4$  vektormezőt, komplexifikálással, hasonlóan ahhoz, ahogy fentebb az egyváltozós valós függvényekhez rendeltünk kétdimenziós  $\mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$  vektormezőt. Az így kapott négydimenziós vektormezőnek szintén van csavarodási száma (lokális fok), és ez a lokális fok adja a kétdimenziós vektormező zérushelyére vonatkozó születési kvótát. A kétrétegű grafénre jellemző, a d) ábrán bemutatott vektormezőre vonatkozóan ez a születési kvóta  $4$ -nek adódik: nem véletlen tehát, hogy a fenti példákban  $2$  vagy  $4$  generikus degenerációs pontra tudtuk szétválasztani a kvadratikusan degenerációs pontot, és nem mutattuk be  $6, 8, 10$  stb. újszülött degenerációs pont születését: a születési kvóta ezt nem engedi.

A fenti leírás illusztrálja, hogy a valós függvények zérushelyeinek egész értékű tulajdonságai, mint a topologikus töltés és a születési kvóta, illetve az egzotikus zérushelyekből születő generikus zérushelyek számára és töltésére vonatkozó megszorítások, általánosíthatók

kétdimenziós anyagok bizonyos modelljeinek sáv szerkezeti degenerációira. Ami ezt az analógiát igazán érdekessé teszi, hogy számos további irányban is általánosítható, akár a szilárdtest-fizikán belül, akár ennél szélesebb körben, például paraméterfüggő klasszikus vagy kvantummechanikai rendszerek esetére. Ugyanezekkel a fogalmakkal és összefüggésekkel jellemezhető [3] például a háromdimenziós kristályok elektron-sáv szerkezetében található egzotikus degenerációk [4] viselkedése, más kvázirészecskék (például fononok, magnonok) sáv szerkezeti degenerációi, vagy mágneses térbe helyezett spinrendszerek degenerációi is [5]. Egy klasszikus mechanikai eset, ahol a fentiekkel analóg fogalmak és összefüggések érvényesülnek, az egyensúly körüli kis rezgések spektruma [6]: itt követhetjük a rezgési normálmódusok frekvenciaspektrumának paraméterfüggését, és a paraméterfüggő spektrumban is megjelenhetnek generikus vagy egzotikus degenerációk.

A fenti példák révén bízunk abban, hogy a közeljövőben a fent bemutatott matematikai eszközök fontos szerepet játszanak majd a szilárdtest-fizikában, és azon túl, a fizika más területein is.

#### Irodalom

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, Ashvin Vishwanath: Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids. *Rev. Mod. Phys.* 90 (2018) 015001.
2. Topology in gapless systems. In: *Online course on topology in condensed matter*. TU Delft, [https://topocondmat.org/w10\\_extensions/gapless.html](https://topocondmat.org/w10_extensions/gapless.html)
3. G. Pintér, Gy. Frank, D. Varjas, A. Pályi: *Birth Quota of Non-Generic Degeneracy Points*. <https://arxiv.org/abs/2202.05825>
4. Zhi-Ming Yu et al.: Encyclopedia of emergent particles in three-dimensional crystals. *Science Bulletin* 67(2022) 375.
5. Z. Scherübl et al.: Observation of spin-orbit coupling induced Weyl points in a two-electron double quantum dot. *Communications Physics* 2 (2019) 108.
6. Z. Guba, Gy. Frank, G. Pintér, A. Pályi: *Weyl points in ball-and-spring mechanical systems*. <https://arxiv.org/abs/2302.08241>

# NANOMÉRETŰ MÁGNESES SZERKEZETEK TOPOLOGIÁJA

Rózsa Levente,<sup>1,2</sup> Palotás Krisztián<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet

<sup>2</sup>Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Elméleti Fizika Tanszék

<sup>3</sup>ELKH-SZTE Reakciókinetikai és Felületkémi Kutatócsoport

Egy rúd mágnes köré szórt vasreszelékhez hasonlóan az atomi mágneses momentumok is a környezetükben lévő mágneses térnek megfelelően állnak be. A kvantummechanikai eredetű kölcsönhatások sokszínűsége következtében ez gyakran egzotikus szerke-

zetek kialakulásához vezet atomi méretekben, amelyekben a mágneses momentumok egymással nem párhuzamosan, azaz nemkollinearisan rendeződnek. A rengetegféle ilyen mágneses konfiguráció közötti eligazodásban nagy segítséget nyújt a topológia, és ez a fizikai tulajdonságokat is befolyásolja.

A szerzők köszönetüket fejezik ki *Asbóth Jánosnak* a kézirat lektorálásáért és a javaslatokért.



*Rózsa Levente* fizikus, a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa 2016-ban doktorált a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetemen. Kutatási területei a mágneses rendeződés atomi méretskálán, illetve ezen mágneses szerkezetek kölcsönhatása a szupravezetéssel.



*Palotás Krisztián* fizikus, a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa 2004-ben doktorált a Bécsi Műszaki Egyetemen. Fő kutatási területei a pásztázó alagútmikroszkópia elméleti leírása és modellezése, valamint mágneses szerkezetek elméleti vizsgálata az atomi méretskálán.

## Mágneses kölcsönhatások

Az elemi részecskék egy kvantummechanikai eredetű saját impulzusmomentummal rendelkeznek, amelyet spinnek neveznek. A szilárd testek mágneses tulajdonságait elsősorban az elektronok spinje határozza meg, amely kétféle állapotban tartózkodhat. A mágnesség jellemzése céljából a továbbiakban az elektronokat az egyes atomokhoz rendeljük. Az alacsony energiájú elektronpályák ellentétes spinű párokkal vannak betöltve, így ezek nem járulnak hozzá az atom impulzusmomentumához. A vegyértékpályák viszont kevesebb elektront tartalmaznak, mint amennyi maximálisan elfér rajtuk. Ezeket a pályákat az elektronok az első Hund-szabály alapján úgy töltik be, hogy közülük a lehető legtöbb azonos spinű legyen [1]. Ezt az elektronok közötti Coulomb-taszítás, illetve az elektronok és az atommag közötti vonzás okozza. Mivel az elektronok töltéssel rendelkeznek, a vegyértékelektronok spinjének összegéhez tartozik egy atomi mágneses momentum is, és az



egyszerűség kedvéért a továbbiakban ezt a mágneses momentumot fogjuk atomi spinnek nevezni. A spinek irányát egyfajta klasszikus közelítésként kvantummechanikai operátorok helyett  $\mathbf{s}_i$  egységvektorokkal fogjuk leírni, ahol  $i$  az adott atomot jelöli a szilárd testben.

A mágneses jelenségek a mindennapi életben azért figyelhetők meg, mert nem csak az atomon belüli elektronok spinjei, hanem az egymás mellé helyezett atomok spinjei is rendeződnek. Ezt szintén a Coulomb-kölcsönhatás okozza, ami az atomi spinek szintjén egyszerűsítve leírható egy

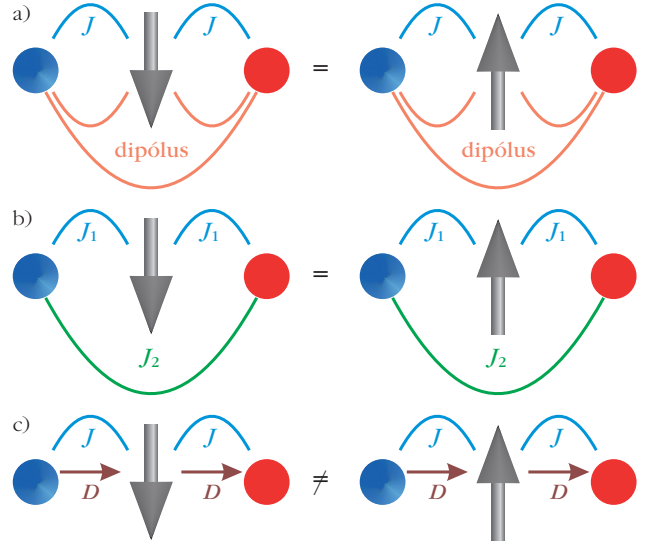
$$E_H = -J_{ij} \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j$$

alakú energiattal, ahol a  $J_{ij}$  együtttható neve Heisenberg-féle kicserélődési kölcsönhatás [1]. A Heisenberg-csatolás előjele függ az atomok távolságától, illetve a részt vevő pályák típusától:  $J_{ij} > 0$  esetén a spinek azonos irányú vagy ferromágneses beállása minimalizálja az energiát, míg  $J_{ij} < 0$  esetén ellentétesen vagy antiferromágnesesen állnak be. Azokban az anyagokban, amelyekben a csatolás ferromágneses, az összes spin nagyjából azonos irányban áll, így ezek egy makroszkopikusan megfigyelhető mágneses teret hoznak létre.

A rendeződést azonban nem csak a spinek egymáshoz képest vett beállása határozza meg, hanem az atomok elhelyezkedése is. Ennek a klasszikus magnetosztatikából ismert példája a dipólus-dipólus kölcsönhatási energia,

$$E_{\text{dip}} = -\frac{\mu_0 \mu_s^2}{4\pi} \frac{3(\mathbf{s}_i \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{s}_j \mathbf{r}_{ij}) - \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j}{R_{ij}^3}, \quad (1)$$

ahol  $\mu_0$  a vákuum permeabilitása,  $\mu_s$  a spin mágneses momentum,  $\mathbf{r}_{ij}$  a két atom közötti irány egységvektora és  $R_{ij}$  az atomok távolsága. A dipólus-dipólus kölcsönhatás energiája akkor minimális, ha a két spin egymással és  $\mathbf{r}_{ij}$ -vel is azonos irányban áll be. Ez okozza például azt, hogy az iránytű mágneses momentuma mindig a tű hosszú oldalával párhuzamosan áll be, így a Föld mágneses tere által a mágneses momentumra kifejtett forgatónyomaték képes magát a tűt is elforgatni. Kisebb méretskálákon azonban előfordul, hogy a mágneses alakja helyett kvantummechanikai jelenségek határozzák meg a spinek által preferált irányt. Ha a spinek kénytelenek olyan irányban mutatni, amely merőleges az atomokat összekötő  $\mathbf{r}_{ij}$  irányra, akkor az (1) egyenletet a spinek egymással ellentétes beállása minimalizálja. Ilyen rendszerekben ferromágneses Heisenberg-kölcsönhatást és dipólus-dipólus kölcsönhatást együttesen figyelembe véve tipikusan mikrométer nagyságú domének alakulnak ki. Egy doménon belül a spinek azonos irányban mutatnak a kicserélődés miatt, a szomszédos domének azonban egymással ellentétesek a dipoláris tag következtében. A doméneket doménfalak választják el, amelyekben a spinek fokozatosan körbefordulnak, amit az 1.a ábra szemléltet.



1. ábra. Nemkollineáris spinszerkezeteket létrehozó mágneses kölcsönhatások. Az első szomszédok közötti ferromágneses Heisenberg-kölcsönhatás verseng a) a dipólus-dipólus kölcsönhatással, b) a második szomszédok közötti antiferromágneses Heisenberg-kölcsönhatással, illetve c) a Dzialosinszkij–Moriya-kölcsönhatással. Az utóbbi kölcsönhatás energiakülönbséget okoz a spinek két ellentétes forgásiránya között. A kék és piros színek kifelé, illetve befelé mutató spineket jelölnek.

Ha nem lehet olyan konfigurációt találni, amely egy energiakifejezés minden tagját külön-külön minimalizálja, azt frusztrációnak nevezik. Erre egy példa a Heisenberg-csatolás és a dipólus-dipólus kölcsönhatás fent bemutatott versengése. Az atomi méretskálákon maguk a Heisenberg-csatolások is lehetnek frusztráltak. Tegyük fel, hogy az atomok egy sorban követik egymást, és a spinek az alábbi energiakifejezéssel írhatók le:

$$E_{J_1 J_2} = -J_1 \sum_i \mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+1} + J_2 \sum_i \mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+2}, \quad (2)$$

ahol  $J_1, J_2 > 0$ , így az első szomszédok ferromágnesesen, a második szomszédok pedig antiferromágnesesen akarnak beállni (1.b ábra). Az ehhez tartozó legalacsonyabb energiájú állapotban a spinek adott irányban haladva körbefordulnak, és bármely két szomszédos spin azonos szöveget zár be, azaz

$$\mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+1} = \cos \varphi \quad \text{és} \quad \mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+2} = \cos 2\varphi.$$

Az ilyen állapotot spinspirálnak nevezik. Az energiát minimalizálva a

$$\cos \varphi = \frac{J_1}{4J_2}$$

feltételt kapjuk, amelynek a

$$J_2 > \frac{J_1}{4}$$

feltétel teljesülése esetén a spinspirál a legkedvezőbb állapot, ellenkező esetben pedig a ferromágneses beállítás.

A spinek között olyan kölcsönhatás is létezik, amely az egymással párhuzamos helyett az egymásra merőleges beállást preferálja. Ez

$$E_{DM} = \mathbf{D}_{ij}(\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_j)$$

alakban írható, ahol  $\mathbf{D}_{ij}$  a Dzjalosinszkij–Moriya-vektor [2], amelynek irányát az atomok egymáshoz képest vett elhelyezkedése határozza meg. A ferromágneses Heisenberg-csatolás és a Dzjalosinszkij–Moriya-kölcsönhatás közötti versengés szintén létrehozhat nemkollineáris állapotokat (1.c ábra). Például egy sorban elhelyezkedő atomokra első szomszédok közötti kölcsönhatásra a

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{D}{J}$$

összefüggést kapjuk a spinek közötti szögre. Különbség azonban a korábbi esetekhez képest, hogy a spinek a Dzjalosinszkij–Moriya-vektorra merőleges síkban fordulnak körbe, míg a frusztrált Heisenberg-csatolás esetén a sík tetszőleges lehet, illetve hogy a Dzjalosinszkij–Moriya-kölcsönhatás adott előjelű  $\varphi$  szöveget avagy forgásirányt preferál, ugyanis a tangens a koszinusszal ellentétben páratlan függvény.

## A spinszerkezetek topológiája

A topológia matematikai módszerének segítségével meghatározható, hogy milyen konfigurációk tekinthetők valamilyen szempontból közelinek, és ezek alapján az állapotok megszámlálható sok osztályba sorolhatók [2]. Az állapotok teljes száma megszámlálhatatlan, hiszen a spinek irányát minden atomon tetszőlegesen állíthatjuk be. Azonban ezen konfigurációk egy része kis változtatással – például néhány spin kis szögű elforgatásával – egymásba transzformálható. A hasonló állapotok általában energiában is közel helyezkednek el egymáshoz, így hőmérsékleti fluktuációk hatására is könnyen egymásba alakulnak, míg a különböző topológiájú állapotok esetén ez sokkal ritkábban következik be.

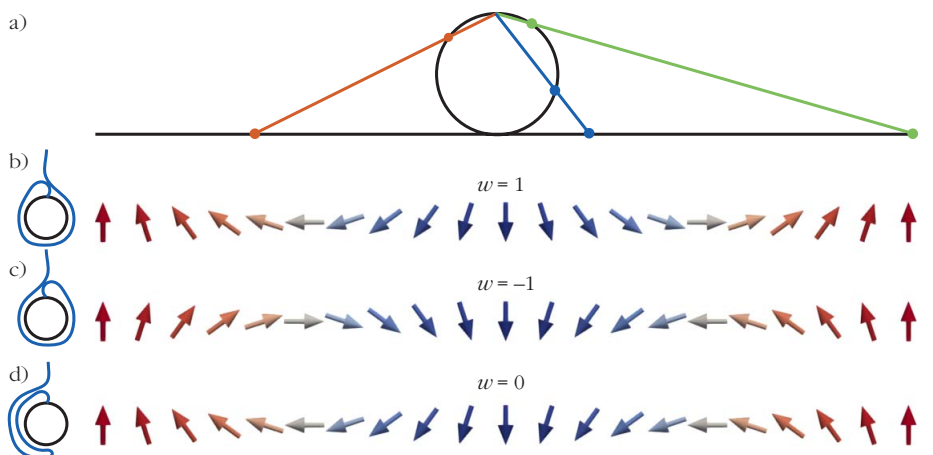
A topológia a halmazok közötti folytonos leképezések osztályozásával foglalkozik. Jelen esetben ezt a leképezést

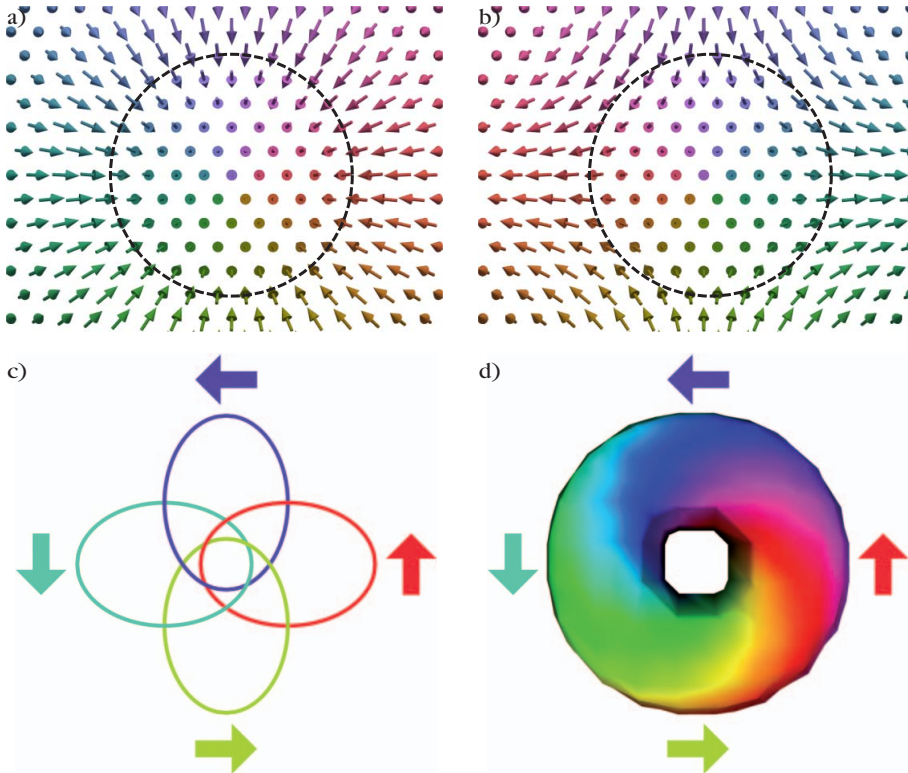
$\mathbf{s}_i$ -vel jelöltük, amely minden atomhoz hozzárendelt egy egységvektort. Mivel a folytonos leképezések megszámlálhatatlan halmazok között egyszerűbben leírhatók, itt az atomok diszkrét  $i$  indexe helyett az  $\mathbf{r}$  helyvektort fogjuk használni, és az  $\mathbf{s}(\mathbf{r})$  függvényt a klasszikus elektrodinamikából ismert mágnesszettség irányának feleltetjük meg.

A legegyszerűbb esetben a helyvektor egydimenziós, mint az egy sorban elhelyezett atomok fent említett példájában. Tegyük fel, hogy a spinek három dimenzió helyett csak egy adott síkban fordulhatnak körbe, például a Dzjalosinszkij–Moriya-kölcsönhatás miatt az erre a vektorra merőleges síkban. Ekkor a spinek egy körön helyezkednek el, és a  $\varphi(x)$  szöggel jellemezhetők. Olyan nemkollineáris spinkonfigurációkat vizsgálunk, amelyek az origóhoz közel helyezkednek el, míg mindkét irányban végtelenbe haladva a  $\varphi(x)$  függvény ugyanahhoz az értékhez tart. Ebben az esetben a végtelen távoli pontokat azonosíthatjuk, azaz az  $x$  változó is lényegében egy nagy körön vesz fel értékeket, a 2.a ábrán látható megfeleltetés szerint. Topológiai szempontból csak arra vagyunk kíváncsiak, hogy ezen a nagy körön végighaladva a  $\varphi$  által leírt kis körön hányszor és milyen irányban megyünk végig.

Ezt úgy képzelhetjük el, mintha egy nagyon hosszú madzagot felcsavaroznánk a  $\varphi$ -t jelképező hengerre, mint egy jójó esetén. A hengerre úgy lehet stabilan felcsavarni a madzagot, ha végig egy irányban tekerjük, amely lehet az órajárással ellentétes (2.b ábra) vagy azonos (2.c ábra). Ha egy darabig az egyik irányban tekerjük fel a madzagot, majd megfordítjuk az irányt, azt a madzag végének meghúzásával ismét könnyen kiegyenesíthetjük (2.d ábra). Mivel a végén visszatérünk a kiinduló  $\varphi$  pontba, összességében mindig egész számszor csavarjuk fel a madzagot, és ezt nevezik csavarodási számnak.

2. ábra. Csavarodási szám egy dimenzióban. a) Azonos színű pöttyök jelzik a kör és az egyenes egymásnak megfeleltetett pontjait. A végtelen távoli pontok a kör tetőpontjának felelnek meg. Az ábrát a kör tető- és talppontján átmenő egyenes körül körbefogatva a módszer általánosítható magasabb dimenzióra. b–d) Mágneses doménfalak különböző  $w$  csavarodási számokkal: b)  $w = 1$ , c)  $w = -1$ , d)  $w = 0$ .





3. ábra. Spinszerkezetek magasabb dimenzióban. a) Skyrmion és b) antiskyrmion. A színezés a spinek síkbeli komponensének irányát jelzi. A szaggatott körvonal mentén haladva látható az örvény és az antiörvény ellentétes csavarodási száma, ami a skyrmion és antiskyrmion ellentétes Chern-számát okozza. c) Mindegyik háromdimenziós görbe mentén elhelyezkedő spinek azonos irányba mutatnak a színkódolásnak megfelelően. Bármely két görbe egyszer kapcsolódik össze, így a spinszerkezet Hopf-indexe 1. Ezt minden síkbeli spinirányra kiterjesztve a hopfiont jellemző törüszfelületet kapunk (d).

A mágneses esetben egy felcsavarodás egy teljes  $360^\circ$ -ban körbeforduló doménfalnak felel meg. A csavarodási szám spinspirálokra is értelmezhető, azonban itt a végtelen egyenes helyett  $x$ -et meg kell szorítani egy véges tartományra, amelynek két végén a spinek azonos irányban mutatnak. A csavarodási szám egész értéke hasonló egy mindkét végén zárt síkban kialakuló állóhullámokéhoz, amelyek a félhullámhossz egész számú többszörösével írhatók le. A Dzjalosinszkij-Moriya-kölcsönhatás ebben az esetben azért jelentős, mert ez egy adott csavarodási irányt preferál. Ezzel szemben a dipólus-dipólus kölcsönhatás által kialakított doménfalak mindkét irányú csavarodás esetén azonos energiájúak. Két ellentétesen csavarodó doménfalat (2.d ábra) egymáshoz közelítve könnyen eltüntethetünk a rendszerből az oda- vissza felcsavart jó madzagjának megrántásához hasonlóan, azonban az azonos irányban csavarodó doménfalakat vagy spinspirálokat (2.b és 2.c ábra) nem lehet összenomással megsemmisíteni.

Ezután a spineket egy kétdimenziós síkban helyezük el, de irányukat továbbra is egy síkra szorítjuk meg, amely az egyszerűség kedvéért egyezzen meg a valós térbeli síkkal. Itt topológiai szempontból azt a kérdést érdemes feltenni, hogy egy zárt görbén körbehaladva hányszor és milyen irányban fordulnak körbe a spinek.

Mivel egy zárt görbét a teljes síkban könnyen kör alakúra deformálhatunk, itt is lényegében két kör közötti leképezésekről beszélünk, amely továbbra is a csavarodási számmal jellemezhető, amit a 3.a és 3.b ábrán szereplő szaggatott vonalak szemléltetnek. Egy nullától különböző csavarodási számmal leírt görbén belül örvények vagy antiörvények alakulnak ki, egy áramló folyadék sebességszelethez hasonlóan. A folyadékörvények középpontjában a folyadék a síkra merőleges irányban kifolyik, mágneses esetben azonban az örvény középpontjában nem definiálható a spin iránya, ha a spinektől megköveteljük, hogy egy síkban helyezkedjenek el.

A következőkben a kétdimenziós valós tér megtartása mellett a spinek irányát egy háromdimenziós gömb felületén választjuk. Ezúttal is először lokális szerkezeteket vizsgálunk, azaz feltesszük, hogy az origótól bármely

irányban a végtelenig eltávolodva a spinek ugyanabban az irányban fognak mutatni. Az összes végtelen távoli pontot azonosítva a helyvektorok egy nagy gömbön fognak elhelyezkedni, és az  $\mathbf{s}(\mathbf{r})$  függvény topológiai szempontból két gömbfelület közötti leképezésnek felel meg.

Ennek valós térbeli megfelelője, ha az  $\mathbf{s}$  által leírt gömböt az  $\mathbf{r}$ -et jelképező nagy csomagolópapírba csomagoljuk, amelynek csak egyik oldala mintás. A gömböt úgy lehet jól becsomagolni, ha végig a papír egyik fele marad kívül, legyen az mintás vagy sem. Ha véletlenül a csomagolás közben a mintás oldalt visszahajtvá a nem mintás kerül kívülré, azt a papír óvatos meghúzásával ki lehet egyenesíteni. A végtelen távoli pontok azonosítása miatt a gömböt minden esetben egész sokszor csomagoljuk körbe, ahol az előjel azt mondja meg, hogy a mintás vagy a nem mintás oldal van kívül. Ezt az egész számot Chern-számnak, vagy a mágneses esetben gyakran informálisan csak topologikus töltésnek nevezik.

A nullától különböző Chern-számmal rendelkező mágneses konfigurációkat skyrmionnak nevezik Tony Skyrme egy részecskefizikában bevezetett elmélete nyomán. A skyrmionok alakilag hasonlóak a mágneses buborékokhoz, amelyekben például egy lefelé mutató kétdimenziós domént minden oldalról doménfal vá-

laszt el a körülötte lévő felfelé mutató doméntól. Míg a dipólus-dipólus kölcsönhatás által létrehozott buborékdomének egy bizonyos méret alatt összeomlanak, addig a Dzjalosinszkij–Moriya-kölcsönhatás következtében kialakuló skyrmionok elméletileg tetszőlegesen kis méretűre összenyomhatók. A zárt doménfal mentén található egy görbe, amelynek mentén a spinek mind egy síkban vannak, és erre a görbére kiszámolható a csavarodási szám, melynek nagysága megegyezik a Chern-számmal (3.a és 3.b ábra), a relatív előjeleket pedig az határozza meg, hogy a bezárt domén felfelé vagy lefelé mutat. Ezen csavarodási szám alapján különböztetünk meg skyrmionokat és antis skyrmionokat az örvényekhez és antiörvényekhez hasonlóan, míg a mágneses buborékokban sok esetben – az oda-vissza forgás miatt – a csavarodási szám nulla lesz. Egy spinspirált tekinthetünk doménfalak periodikusan ismétlődő sorozatának, a skyrmionok két dimenzióban periodikusan ismétlődő sorozatát pedig skyrmionrácsnak nevezik.

Vizsgáljuk meg azt az esetet is, ahol a gömbfelületet lefedő spinek a teljes háromdimenziós teret kitöltik. Ismét lokális spinkonfigurációkra gondolva a végtelen távoli pontokat minden irányban megfeleltethetjük egymásnak, így  $\mathbf{r}$  ezúttal egy négydimenziós gömb háromdimenziós felületének felel meg. A négydimenziós és háromdimenziós gömbök felületei közötti leképezéseket a mindennapi életben nehéz elképzelni. Mivel azonban az  $\mathbf{r}$  tér eggyel nagyobb dimenziós az  $\mathbf{s}$  térnél, minden egyes spinirányt egy egydimenziós görbén elhelyezkedő  $\mathbf{r}$  pontok képeként kapunk meg általános esetben (3.c ábra). Ezek a görbék a folytonos leképezés miatt önmagukba záródnak, esetleg a végtelenen keresztül. Két különböző  $\mathbf{s}$  irányhoz tartozó görbék láncszemekhez hasonlóan egymásba kapcsolódhatnak. Meg lehet mutatni, hogy bármely két ilyen görbe pontosan ugyanannyiszor kapcsolódik egymásba, és ezt az egész számot nevezik kapcsolódási számnak vagy Hopf-indexnek. A nullától különböző kapcsolódási számmal leírt mágneses szerkezetek neve hopfion (3.d ábra).

Végül érdemes megemlíteni, hogy ugyan a matematikai vizsgálat céljából folytonos terekkel dolgoztunk, a valóságban a szilárd testeket atomok építik fel. Ha az említett mágneses objektumok mérete összemérhetővé válik a rácállanndóval, a topologikus rendszerezés értelmét veszti. Kis méretskálákon lehetséges két, azonos forgásirányú doménfalat megsemmisíteni azokat egymáshoz nagyon közel nyomva, vagy a skyrmionokat összezsugorítással eltüntetni. Ezekben az esetekben a topológia csak iránymutatást ad a mágneses szerkezetek stabilitására nézve: egy nullától különböző Chern-számmal jellemzett skyrmiont általában sokkal nagyobb energiabefektetéssel lehet megsemmisíteni, mint egy nulla Chern-számú, a buborékdoménhoz hasonló objektumot, ha mindkét spinkonfiguráció leírható ugyanazzal a Hamilton-operátorral.

## A szerkezetek megfigyelése

Valós térben a nemkollineáris spinszerkezetek mikroszkópia segítségével közvetlenül megfigyelhetők. A mikroszkóp vagy a vizsgált mintából származó mágneses dipólteret érzékeli, vagy a mintában lévő spinek irányával közvetlenül kölcsönható elektromágneses sugárzás vagy elektronok eltérülését méri. Az első csoportba tartozik például a mágneseserő-mikroszkópia, illetve a gyémántban található, nitrogénvakancia nevű kristályhibákon alapuló mikroszkópia. A mágneses dipólteret a mintától viszonylag nagy távolságban is érzékelhető, emiatt azonban ezekkel a módszerekkel atomi felbontás általában nem érhető el. Elektromágneses sugárzás alkalmazása esetén azt használják ki, hogy az azonos frekvenciájú, azonban ellentétes körkörös vagy lineáris polarizációjú sugárzás máshogyan térül el a spinek mágneses terének következtében, így a két polarizációval végzett méréseket összehasonlítva a nem mágneses eredetű jelek kiszűrhetők. Ezekben a módszerekben a visszavert vagy áteresztett sugárzást mérik, és a sugárzás hullámhossza eshet a látható fény pár száz nm-es tartományába, mint a magnetooptikai Kerr-mikroszkópia esetén, illetve rövidebb hullámhosszú röntgensugárzással ennél nagyobb felbontás is elérhető. Elektronok alkalmazása esetén egyrészt ezek eltérülését lehet mérni a Lorentzerő következtében (4.a ábra), másrészt a mikroszkóp és a minta elektronjai közötti kvantummechanikai mágneses kölcsönhatásokat lehet érzékelni spinpolarizált elektronmikroszkópia és pásztázó alagútmikroszkópia (4.b ábra) esetén. Ez utóbbi módszerrel gyakran atomi felbontás is elérhető.

A szerkezetek topológiájának vizsgálatánál a nehézséget az jelenti, hogy a teljes leíráshoz a spinek irányát teljesen fel kellene mérni két vagy három dimenzióban, azonban a legtöbb módszer csak a mágnesezettség egy adott irányra vett vetületét méri. Ha csak egy adott vetület ismert, további információt lehet nyerni a szerkezetről a külső gerjesztésekre adott válasz vizsgálatával. Például egy doménfal vagy skyrmion észlelhető a síkra merőleges spinkomponens mérésével, a síkbeli spinkomponensek iránya pedig befolyásolja a szerkezet elmozdulásának sebességét és irányát a síkban alkalmazott külső mágneses tér vagy spinpolarizált áram hatására. Felületi mérésekben háromdimenziós spinfelbontás is elérhető egy pásztázó alagútmikroszkóp tüje mágnesezettségének külső mágneses tér segítségével történő körbeforgatásával. Az utóbbi években kifejlesztett holografikus vektormező elektronmikroszkópia, illetve az időfelbontott mágneses röntgen-laminográfia (4.c ábra) esetén pedig a mintát forgatják körbe, ezzel lehetővé téve a háromdimenziós spinszerkezet feltérképezését kisebb mágneses minták belsejében is.

A nemkollineáris mágneses szerkezetekről, ha azok valós térben nem vizsgálhatók, indirekt módon is lehet információt nyerni. Ennek egyik módszere a neutron-

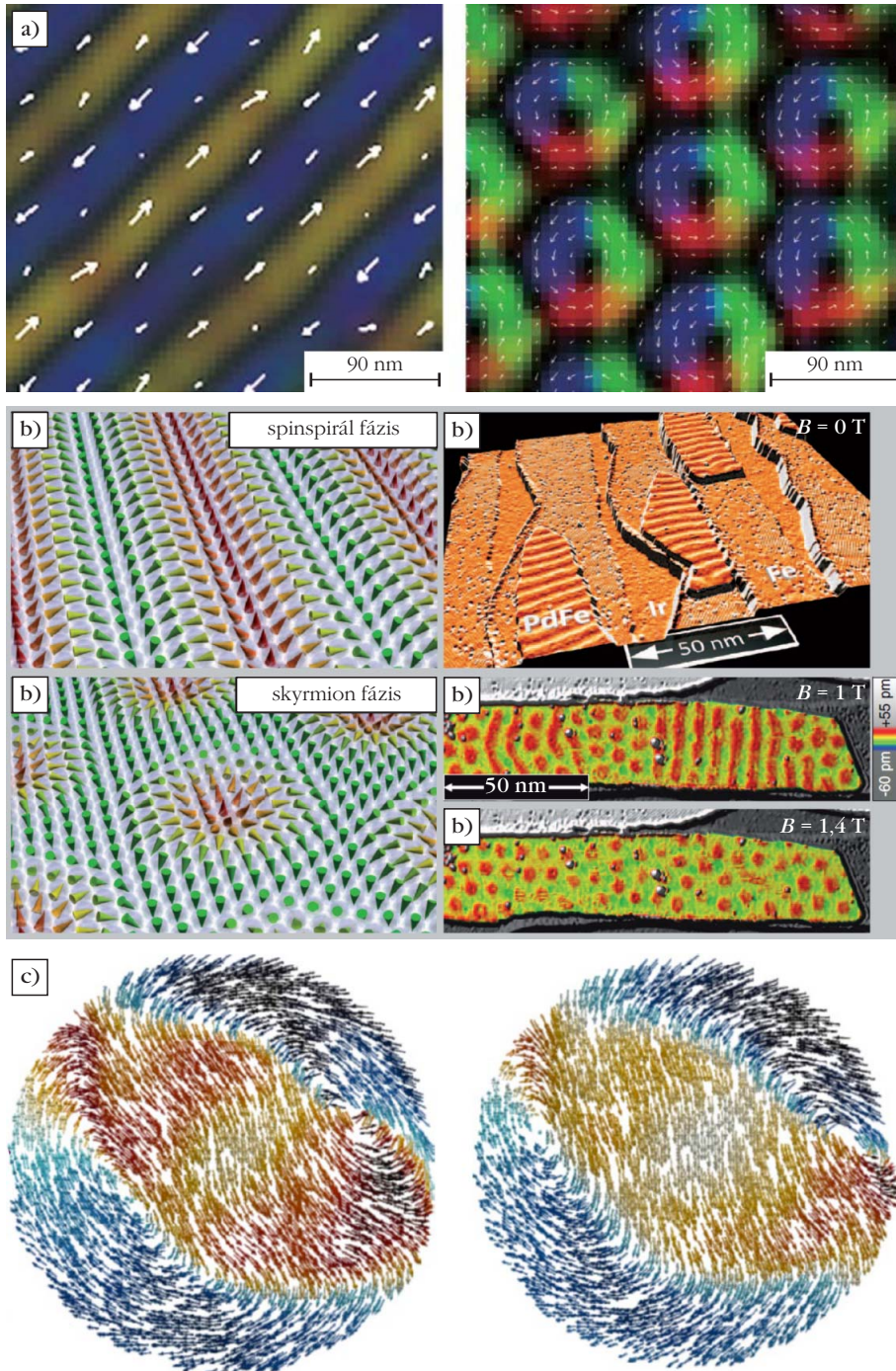
szórás, amely az elektromágneses sugárzashoz és az elektronokhoz képest gyengébben hat kölcsön a szilárd testek elektronjainak spinjével. Mivel ehhez viszonylag nagy mintákra van szükség, a módszer nem alkalmas valós térbeli felbontásra, és vele elsősorban a spinspirálhoz vagy skyrmionrács-hoz hasonló periodikus szerkezetek vizsgálhatók. Másrészt ez a módszer

teszi lehetővé az olyan vastagabb vezető minták belsejének vizsgálatát, amelyekbe az elektromágneses sugárzás vagy az elektronok nem hatolnak be.

A jelenlegi elektronikus eszközökhöz azok a mérési módszerek illeszkednek a legjobban, ahol a mintán áramot vezetnek át, és az erre adott feszültségválaszt mérik. A külső mágneses térben mozgó elektronok a

Lorentz-erő következtében haladási irányukra merőlegesen eltérülnek, és ebben az irányban Hall-feszültség alakul ki. Mágneses anyagokban az atomok spinje külső tér hiányában is erőt fejt ki az áthaladó elektronokra; ez okozza az anomális Hall-effektus kialakulását. A mágneses buborékok és skyrmionok belsejében a spinek a környezettel ellentétesen mutatnak (3.a és 3.b ábra), így ha ezek jelen vannak a vizsgált tartományban, az anomális Hall-feszültség ezek számával arányosan lecsökken. A keresztirányú feszültség a szerkezetek topológiájáról is információt adhat. A kvantummechanikai leírásban a rendszer Chern-száma egyfajta képzelt mágneses tér kvantált fluxusának felel meg, és ez a képzelt mágneses tér ugyanúgy eltéríti a rendszeren áthaladó elektronokat, mint a valódi külső tér. Ez elméletileg lehetővé teszi a skyrmionok és a nulla Chern-számú buborékok megkülönböztetését abban az esetben is, ha az anomális Hall-effektushoz ugyanakkora járulékot adnak.

4. ábra. A spinszerkezetek kísérleti megfigyelése. a) Spinspirál és skyrmionrács Lorentz-féle transzmissziós elektronmikroszkópos képe [3]. b) Spinspirál és skyrmionok mágneses szerkezeti modellje és pásztázó alagútmikroszkópos képe [4]. c) Spinszerkezet egy mikrolemmez különböző keresztmetszeteiben mágneses röntgen-laminográfia alapján [5]. A különböző színű domének között két örvény figyelhető meg.



## Lehetséges alkalmazások

Spinpolarizált áram hatására a doménfalak és a skyrmionok mozgásba jönnek, ugyanis a mozgó elektronokra ható Lorentz-erőre adott ellenhatás az atomi spinekre is forgatónyomatéket fejt ki. Sok javaslat született arra, hogy ezeket a mozgó mágneses szerkezeteket miként lehet memóriákban vagy logikai áramkörök-

ben információátárolásra használja [6]. Ezekben az eszközökben az adategységek elméletileg nagyon stabilak; energiahatékonyak, hiszen viszonylag alacsony áramsűrűséggel mozgathatók; és a jelenlegi merevlemezekkel ellentétben nem igényelnek mozgó alkatrészeket, ugyanis közvetlenül a spinszerkezeteket mozgatják az olvasófej helyett. Ezen spinkonfigurációk mozgása, illetve az áramot vezető elektronokkal történő kölcsönhatása új típusú számítástechnikai eljárásokban való alkalmazásra is megfelelővé teszi őket, mint az emberi agyhoz hasonlóan működő neuromorfikus vagy a véletlenszerű sztochasztikus számítógépek [7]. Ezek az eljárások lehetővé teszik bizonyos speciális problémák, amelyek hagyományos számítógépes algoritmusokkal csak nehezen kezelhetők, gyors és energiahatékony megoldását.

A topologikus mágneses szerkezetek vizsgálata segíthet sok kvantummechanikai és statisztikus fizikai kérdést új megvilágításba helyezni. A kísérleti módszerek és a megfigyeléseket magyarázó elméletek gyors fejlődése miatt ez jelenleg aktív kutatási terület,

amely számos más tudományterülethez is kapcsolódik a topológia alapvető matematikai fogalmaitól a nem hagyományos számítástechnikai eljárásokig.

#### Irodalom

1. Sólyom J.: *A modern szilárdtestfizika alapjai I.* 1. fejezet: A szilárd testek építőkövei; 14. fejezet: Mágnesesen rendezett rendszerek. ELTE Eötvös Kiadó, Budapest (2002).
2. J. Zang, V. Cros, A. Hoffmann: *Topology in Magnetism*. Springer (2018).
3. X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura: Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature* 465 (2010) 901.
4. N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, R. Wiesendanger: Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions. *Science* 341 (2013) 636.
5. C. Donnelly, S. Finizio, S. Gliga, M. Holler, A. Hrabec, M. Odstrčil, S. Mayr, V. Scagnoli, L. J. Heyderman, M. Guizar-Sicairos, J. Raabe: Time-resolved imaging of three-dimensional nanoscale magnetization dynamics. *Nature Nanotechnology* 15 (2020) 356.
6. C. Back et al.: The 2020 skyrmionics roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics* 53 (2020) 363001.
7. J. Grollier, D. Querlioz, K. Y. Camsari, K. Everschor-Sitte, S. Fukami, M. D. Stiles: Neuromorphic Spintronics. *Nature Electronics* 3 (2020) 360.

## HANGOLHATÓ HIBAHELYEK NEMATIKUS FOLYADÉKKRISTÁLY-CSEPPEKBEN

Salamon Péter,<sup>1</sup> Máthé Marcell Tibor,<sup>1</sup> Buka Ágnes,<sup>1</sup> Jákli Antal<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Wigner Fizikai Kutatóközpont

<sup>2</sup>Kent State University, Advanced Materials and Liquid Crystal Institute, USA

Sokféle, különböző méretskálájú fizikai rendszerben hibahelyek vagy topológiai defektek figyelhetők meg, például a kozmológiában a kozmikus húrok, szilárdtest-fizikában a kristályhibák, vagy szupravezetőkben örvényáramok formájában. Általánosságban topológiai hibáknak nevezzük egy rendszerben azokat a helyeket, ahol a rendezettség sérül és ez folytonos transzformációkkal nem szüntethető meg.

A topológiai hibák kísérleti vizsgálata különösen előnyös folyadékkristályokban a kényelmesen vizs-

gálható hosszskálák és az optikai anizotrópia által nyújtott látványos megfigyelhetősége miatt. Ráadásul a folyadékkristályok kivételes lehetőségeket kínálnak a topológiai hibák manipulálására, mivel rendezettségük a határoló felületeken és a tömbi anyagban egyaránt befolyásolható külső elektromos, mágneses mezőkkel és akár nyírással vagy fényvel.

A nematikus folyadékkristályok anizotrop, lágy anyagok, amelyeket többnyire hosszúkás szerves molekulák alkotnak. Folyékony anyagok, de tulajdonságaik a molekulák helyi irányrendezettségétől függenek. Kontinuum leírásukban lokális szimmetriatengene-

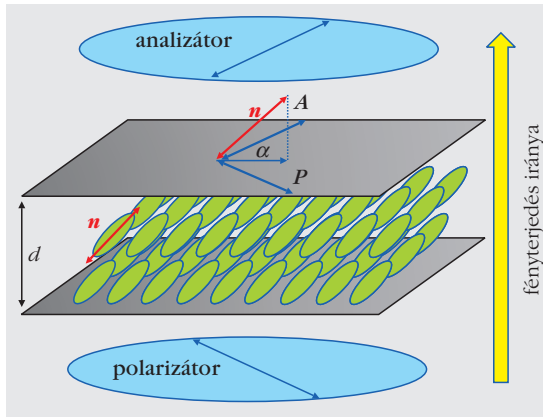
A szerzők köszönik az alábbi projektek anyagi támogatását: NKFIH FK142643, MTA Bolyai János Kutatási Ösztöndíj.



*Salamon Péter* a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa a BME-n szerzett mérnök-fizikus diplomát, majd az ELTE-n fizikusi PhD-t. Aktív kutatási érdeklődése az alábbi témakörökkel kapcsolatos: lágy anyagok fizikája, ferroelektromos folyadékkristályok, nemlineáris jelenségek, mintázatképződés, topológiai defektek, reológia és anizotrop folyadékok viselkedése mikrofluidikai rendszerekben.



*Máthé Marcell Tibor* az ELTE Fizika Doktori Iskola 3. éves hallgatója és a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos segédmunkatársa. A doktori kutatási témája az anizotrop folyadékok viselkedése frusztrált geometriákban és a ferroelektromos nematikus folyadékkristályokban megfigyelhető jelenségek kutatása.



Az egytengelyű nematikus folyadékkristályok kettőtörők, ami az  $n_a = n_e - n_o$  törésmutató-anizotrópiával jellemezhető. Amennyiben keresztezett polarizátorok közé egy folyadékkristály-cellát helyezünk, a rajta áthaladó fény polarizációja elfordulhat. Az analízátoron átjutó fény intenzitása az alábbi módon függ a direktor és a polarizátor által bezárt  $\alpha$  szögtől, valamint a  $\Delta\varphi$  retardáció mértékétől:

$$I = I_0 \sin^2(2\alpha) \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right),$$

ahol,  $I_0$  a bemenő fény intenzitása. Planáris cella esetén

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n_a d,$$

ahol  $\lambda$  a fény hullámhossza és  $d$  a cella vastagsága.

lyüket az átlagos molekuláris orientáció határozza meg, amelyet direktornak nevezünk. A direktort egy térfüggő egységvektorral jelöljük, amelyet az  $n(r) = -n(r)$  azonosítási szabállyal jellemezhetünk. A nematikusokban topológiai hibák akkor jelennek meg, ha a feltételek olyanok, hogy a direktor nem változhat folytonosan. A háromdimenziós térben beszélhetünk pontszerű, vonalszerű hibákról és defektfalakról. Pont- és vonalhibák a határoló felületeken vagy az anyag belsejében egyaránt megfigyelhetők. Megfelelően kezelt szilárd felületek alkalmazásával a direktor a kívánt irányba állítható. A felületi orientáció két alaptípusa az úgynevezett homeotrop és a planáris, amikor a direktor a felületre merőleges, illetve azzal párhuzamos.

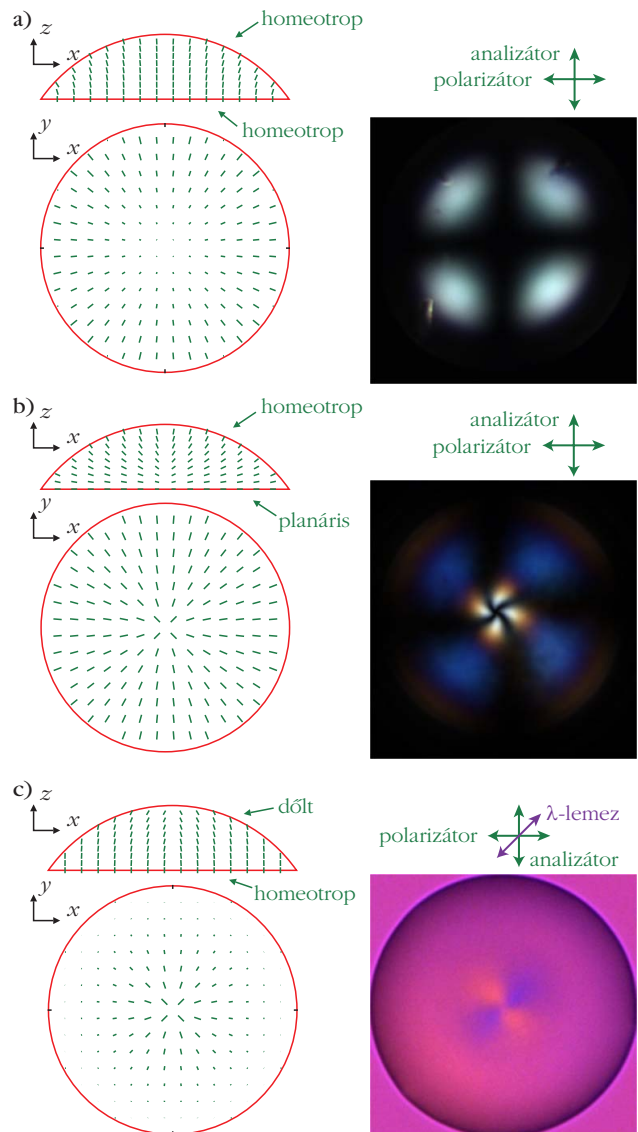
A közelmúltbeli kutatásaink tárgyát sík felületen ülő, felül levegővel határolt gömbsapka alakú nematikus cseppek képezték [1]. Ezek egyrészt lehetőséget adnak, hogy a direktor felületi orientációját nem szilárd határfelületeken, amelyek tulajdonságai kevésbé ismertek, vizsgáljuk. Másrészt a felül görbült, alul sík határfelület a különböző felületi orientációkkal kombinálva lehetőséget ad nemtriviális topológiájú direktortorzók, defektek vizsgálatára. Harmadrészt a gömbsapka alakú csepp egy olyan plano-konvex lencse, amelynek fókusztávolsága – a folyadékkristály kettőtörése révén – függ a fény polarizációjától és a külső terekkel hangolható direktortorzótól, így lehetőséget adhat alkalmazásokra.

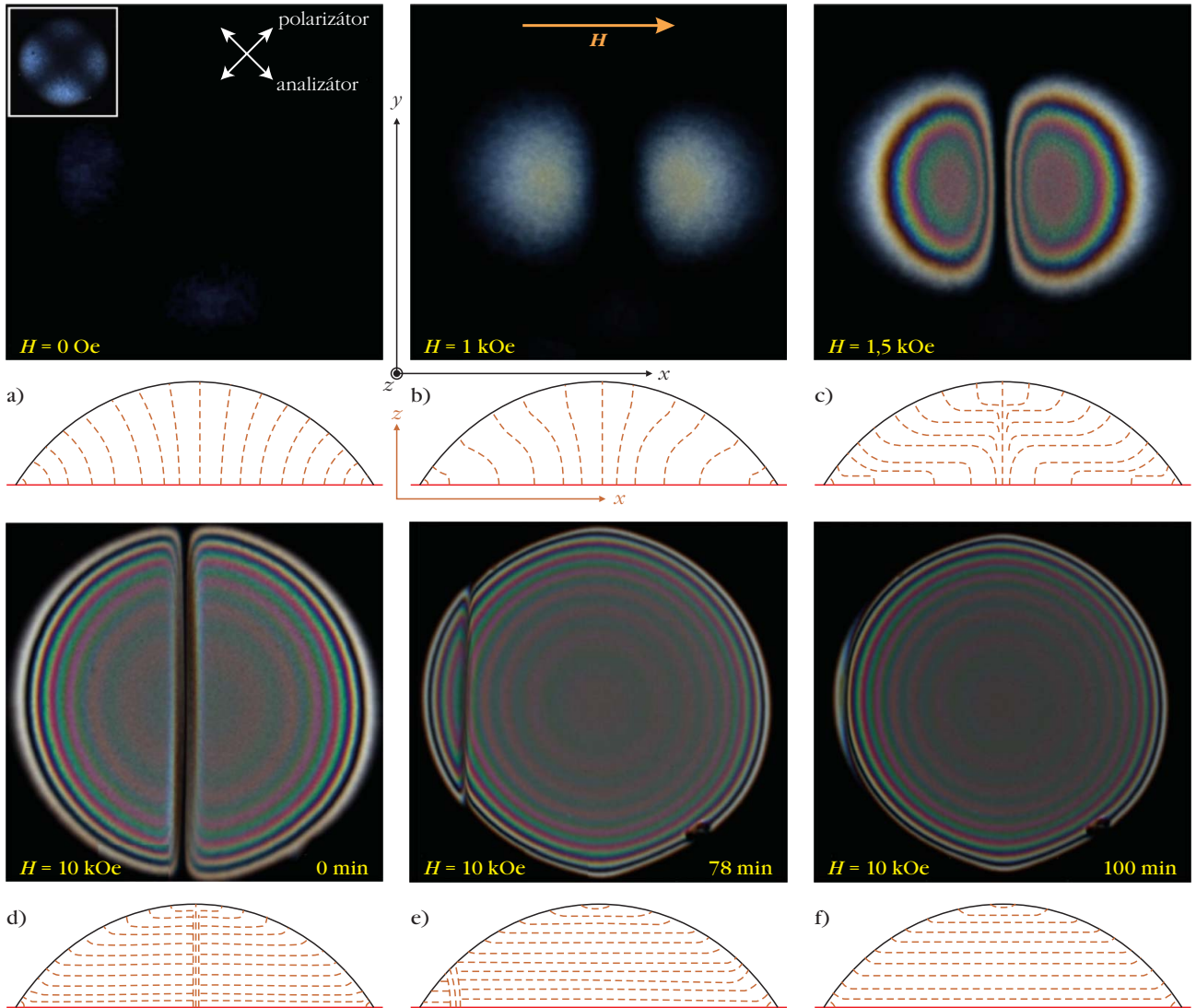
## Nematikus cseppek különböző határfeltételekkel

Kiindulási alapként tekintsünk egy cseppet, amely az  $x$ - $y$  sík alaplapon ül és alul és a felső görbült felületen egyaránt homeotrop felületi orientációjú (1.a ábra). Ekkor a határfeltételek kompatibilitása miatt a csepp közepén a direktor deformálatlan, de a kerület felé haladva enyhe elhajlás figyelhető meg, ami átmenő fényben, keresztezett polarizátorok között megfigyelve – főként a polarizátorokhoz képest átlós irányokban – intenzitásnövekedéshez vezet. Az 1.a ábrán

látható esetben hibahelyet nem tudunk közvetlenül megfigyelni, de a geometriából következően a csepp kerületén gyűrűszerű defektvonal húzódik.

1. ábra. Nematikus cseppek különböző határfeltételekkel: (a) alul felül homeotrop, b) alul planáris – felül homeotrop, c) alul homeotrop – felül dőlt [2].





2. ábra. Egy  $\sim 0,5$  mm átmérőjű nematikus csepp felülnézeti polarizációs mikroszkópos képei a  $H$  mágneses mező (a–c) és az idő függvényében (d–f) fehér fényű megvilágítással, a mágneses mezőhöz képest  $\pm 45^\circ$ -ban keresztezett polarizátorokkal [3]. Alsó képek: a direktormező sematikus ábrázolása oldalnézeti metszetben. Az a) kép bal felső sarkában ugyanaz a csepp látható nagyobb expozícióval.

A folyadékkristály és a határoló anyagok különleges kombinációival elérhető planáris vagy dőlt direktor orientáció is az alsó, illetve felső határoló felületeken, ami az 1.b és 1.c ábrán látható. Ez esetekben – a rendszer hengersizmetriája miatt – a cseppek közepén egy defekt figyelhető meg, ami a nem homeotrop felület közelében helyezkedik el. Megmutattuk, hogy bizonyos anyagkombinációkkal a hőmérséklet függ-

vényében olyan felületi orientációs fázisátalakulások történnek, amelyeknek köszönhetően a rendszer szerkezete megváltozik, így az 1.a ábrán látható, középen defektmentes struktúra az 1.b és 1.c ábrán látható középső defekttel jellemezhető szerkezetű lesz [2].

### Mágneses és elektromos mezők hatása

A mágneses és elektromos mezők orientálhatják a direktort. A legtöbb nematikus anyag esetén energetikailag kedvezőbb, ha ezen mezőkkel párhuzamos a molekuláris orientáció. Ez akkor áll fenn, ha bizonyos anyagi paraméterek, mágneses esetben a mágneses szuszceptibilitás-anizotropia és elektromos esetben a permittivitás-anizotropia előjele pozitív. Különleges anyagokban ezen mennyiségek előjele lehet negatív; ekkor az adott mezőre merőleges direktororientáció a kedvezőbb.



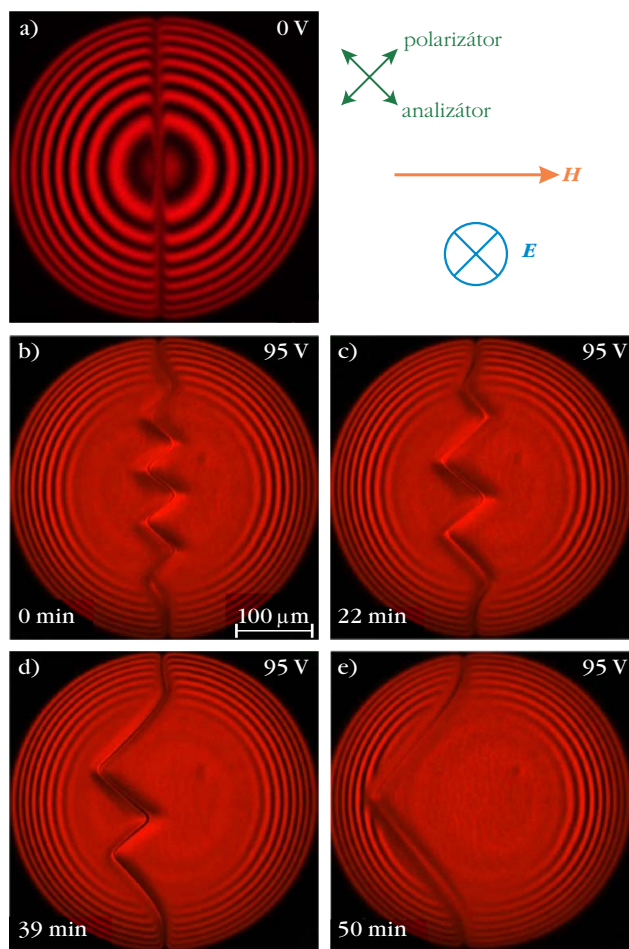
Buka Ágnes, a fizikai tudomány doktora, kutató professzor emerita a Wigner Fizikai Kutatóközpontban, címzetes egyetemi tanár az ELTE-n. Kutatási területe az anizotrop folyadékok fizikája, foglalkozott elektrooptikai jelenségekkel, dielektromos spektroszkópiával, különböző terekkel – elektromos, nyomás-,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



Az alul-felül homeotrop konfigurációból kiindulva  $x$  irányban homogén  $H$  mágneses mezőt kapcsolunk a nematikus cseppre [3]. A polarizátorokat jelen esetben az 1. ábrán látottakhoz képest  $45^\circ$ -kal elforgattuk, így  $H = 0$  mellett a négy fényfolt helyzete ennek megfelelően változik (2.a ábra). A mágneses mező a direktort vele párhuzamosan,  $x$  irányba igyekszik beállítani a direktor orientációs rugalmassága, illetve felületi rögzítettsége ellenében. A textúra úgy kezd változni  $H$  függvényében, hogy az  $y$  tengelyen lévő két folt (ahol  $x = 0$ ) intenzitása gyengül, míg az  $x$  tengelyen lévő foltok világosabbak lesznek. Ezt úgy érthetjük meg, ha figyelembe vesszük, hogy  $y \neq 0$ -nál a direktornak van  $y$  komponense, amely  $y$ -nal növekszik. Az  $x$  irányú  $H$  a direktor  $x$  komponensének növekedéséhez vezet, miközben az  $y$  és  $z$  komponensek csökkennek. Ahogy a csepp belsejében a csavarodási szög eléri a  $45^\circ$ -ot, a direktor vetülete párhuzamos lesz az egyik polarizátorral, és az áteresztett intenzitás eltűnik. A 2.b ábrán látható, hogy  $H \sim 1$  kOe-nél az  $y$  tengelyen lévő foltok szinte eltűnnek, míg a másik két folt fényesebbé válik. E foltok helyzete növekvő  $H$ -nál közelít a középponthoz.  $H \sim 1,3$  kOe felett színes sávok jelennek meg (2.c ábra). Ekkor a direktor a csepp belsejében nagyrészt párhuzamos  $H$ -val, kivéve egy középső vonalat, ahol homeotrop marad.  $H$  további növelésével a sávok félkörökké válnak, amelyeket egy defektfal választ el, ami a mágneses mezőre merőlegesen húzódik (2.d ábra). A Néel-típusú falban a direktor  $180^\circ$ -ot fordul a falra merőleges irány mentén és a faltól jobbra, illetve balra ellentétes irányban hajlik ki. Állandó  $H = 10$  kOe-nél a defektfal fokozatosan eltávolodik a középvonaltól (2.e ábra). Megjegyezzük, hogy érdekes módon a mozgás iránya (balra vagy jobbra) erősen függ az alaplap és  $H$  által bezárt szög előjelétől. Már  $0,01^\circ$ -nál kisebb szögbeli inverzió is eltérő mozgásirányokat okoz. Esetünkben  $\sim 100$  perc elteltével a defektfal eléri a peremet és megáll (2.f ábra). A defektfal mozgását az okozza, hogy a területével arányos energiája a periféria felé haladva csökken. A mozgáshoz a direktor lokális forgása szükséges, amelynek viszkozus disszipációja lassítja a folyamatot. Hasonló effektus figyelhető meg azonos geometriában elektromos mező alkalmazásával is [4].



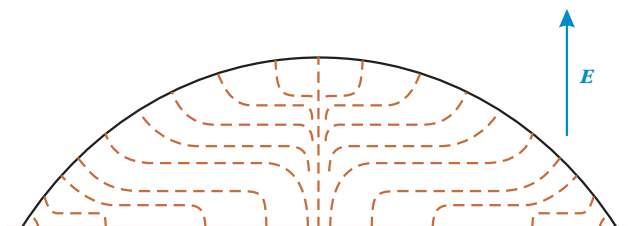
Jákli Antal az MTA köztestületének külső tagja, a fizikai tudományok doktora, az ELTE-n diplomázott. A Kent Állami Egyetem Fizika Tanszéke egyetemi tanára, az Anyagtudományi Doktori Program igazgatója, a Wigner FK tudományos tanácsadója. A lágy anyagok fizikáját, ezen belül a hajlott törzsű és poláros folyadékkristályok, valamint folyadékkristály-polimerek és -gumik tulajdonságait kutatta. Jelenleg ferroelektromos nematikus folyadékokkal és ionos folyadékkristály-elasztomerekkel foglalkozik.



3. ábra. Egy körülbelül 0,4 mm átmérőjű nematikus csepp felületi polarizációs mikroszkópos képei  $H = 10$  kOe mágneses mezőben a), és az alaplapra merőleges elektromos mező együttes hatása alatt az idő függvényében (b–e) 660 nm hullámhosszú megvilágítással [5].

Az  $x$  irányú mágneses mező hatása alatt álló cseppre (2.d és 3.a ábrák)  $z$  irányú elektromos mezőt kapcsolva meglepő dolog történik. A pozitív dielektromos anizotrópiájú anyag esetén (amelyben a direktor az elektromos mező irányába fordul) azt várnánk, hogy az elektromos mező gyengíti a mágneses hatást, így a deformáció egyszerűen visszafordul, mint ha kisebb  $H$ -t érzékelné. Ehelyett egy instabilitást figyelhetünk meg, ami a defektfal cikk-cakk deformációját eredményezi (3.b ábra) [5]. Az instabilitás

4. ábra. A címlapi polarizációs mikroszkópos képen szereplő, negatív dielektromos anizotrópiájú, alaplapra merőleges elektromos mező hatása alatt álló csepp hengersizmetrikus direktormezőjének keresztmetszeti ábrázolása.



hullámhossza az idő függvényében megnő (3.b-e ábrák), majd a defektfal a mágneses esethez hasonlóan a csepp pereme felé lassan távozik. Meg lehet mutatni, hogy az instabilitás hajtóereje az, hogy a deformált defektfalban a direktor csavardeformációja energetikailag kedvezőbb azon az áron is, hogy a fal felülete megnő.

Utolsó példaként tekintsük egy negatív dielektromos anizotrópiájú nematikus folyadékkristály esetét, ahol energetikailag az elektromos mezőre merőleges direktorkonfiguráció a kedvező. Az alul-felül homeotrop kiindulási állapotból az alaplapra merőleges elektromos mező alkalmazásával a csepp közepén megjelenő defektet tudunk létrehozni, amely a címképen, míg a hengerszimmetrikus direktormező keresztmetszeti rajza a 4. ábrán látható [6].

## REFLEKTORFÉNYBEN

# ÚT A TÖBBCSATORNÁS CSILLAGÁSZAT ÉS ASZTROFIZIKA VILÁGÁBA

Kun Emma

Fizikai és Csillagászati Kar,  
Plazma-Asztrorészecske Fizikai (TP4) és Csillagászati Intézetek,  
Ruhr Egyetem, Bochum, Németország

## Egyetemi évek

Egyetemi tanulmányaimat 2005-ben kezdtem a Szegedi Tudományegyetem akkori Természettudományi Karának osztatlan csillagász szakán. Szinte már a kezdetektől érdekelt a kutatói munka. Szakgazdánk, *Szatmáry Károly* javaslatára RR Lyrae típusú pulzáló változócsillagok fotometriai megfigyeléseit végeztem a Szegedi Csillagvizsgáló 40 cm-es Newton-teleszkópjával.

Csillagász nyári gyakorlat keretében 2008 augusztusában két hetet töltöttem az akkori Magyar Tudományos Akadémia Konkoly Thege Miklós Csillag-

szati Kutatóintézetében (MTA KTM CSKI), ahol *Jurcsik Johanna* témavezetésével RR Lyrae változócsillagokat figyeltem meg az Intézet 60 cm-es Newton-távcsövével, fénygörbéikben Blazskó-effektusra utaló moduláció jeleit keresve.

Ezután *Székely Péter* (SZTE TTIK Kísérleti Fizikai Tanszék) témavezetésével az NGC 6834 nyílthalmaz fotometriai vizsgálatával foglalkoztam. Eredményeimet először 2010 őszén a helyi TDK, majd 2011 tavaszán a XXX. OTDK keretében mutattam be, ahol megkaptam a Magyar Csillagászati Alapítvány észlelői különdíját.

Diplomamunkámat Jurcsik Johanna témavezetésével végeztem az MTA KTM CSKI-ben, 2010–2011-ben. A téma gömbhalmazbeli RR Lyrae csillagok fénygörbéinek spektrofotometriája, az  $[Fe/H]-(P, \varphi_{31})$  „vasformula” ellenőrzése volt. Egyrészt fémszegény gömbhalmazbeli, RRab típusú változócsillagok archív fénygörbéinek Fourier-felbontását végeztem el, másrészt feldolgoztam az extrém fémszegény M15 gömbhalmazról felvett piszkástetői archív CCD-méréseket, majd elvégeztem a gömbhalmazban található RR Lyrae csillagok fénygörbéjének analízisét. Közben bekapcsol-



Kun Emma 2012-ben kapott csillagász diplomát, 2017-ben pedig doktori fokozatot szerzett a Szegedi Tudományegyetemen. Junior Prima-díjas csillagász (2018). Az MTA Prémium Posztdoktori ösztöndíja (ELKH CSFK KTM CSD) zárását követően a Ruhr Egyetem Bochum (Németország) DFG és Humboldt Alapítvány ösztöndíjasa (2022–). Fő kutatási területe az aktív galaxismagok többcsatornás csillagászata és asztrofizikája.

lódtem az MTA KTM CSKI *Konkoly Blazbko Survey* munkájába (PI Jurcsik Johanna), valamint többször végeztem gömbhalmaz-megfigyeléseket is a Piszkéstetői Observatóriumban. Diplomamunkámat végül jeles minősítéssel védtem meg, 2012 januárjában.

## PhD-s és predoktori évek

A történet ezen fejezete a 2011 őszén hallgatott *Relativisztikus asztrofizika* kurzussal indul. Oktatónk három témakört jelölt ki, amelyek kapcsán beadandó dolgozatot kellett készítenünk: akkréció, mágnesség vagy relativisztikus részecskenyalábok témájában. Én az utóbbit választottam. A téma feldolgozása és a beadandó megírása közben tetszett meg az aktív galaxismagok és részecskenyalábjaik világa, amellyel gyakorlatilag azóta is foglalkozom.

A 2012 szeptemberében kezdődő doktori munkám fő témája már az összeolvadó szupernagy tömegű feketelyuk-kettősök jeleinek keresése volt, rádióhangos aktív galaxismagok (active galactic nuclei, AGN) részecskenyalábjaiban. A doktori témámon *Gergely Árpád László* (SZTE TTIK Elméleti és Kísérleti Fizikai Tanszékek) elméleti fizikus témavezetésével és *Gabányi Krisztina* (akkor MTA CSFK KTM CSI, most ELTE Csillagászati Tanszék és ELKH CSFK KTM CSI) rádiócsillagász társ-témavezetésével dolgoztam. Egyszerre kellett kutatási témámat megérteni és művelni egy rádiócsillagász és egy elméleti fizikus szemszögéből is, ami igen hasznos tréningnek bizonyult. Doktori munkámban egyrészt AGN-nyalábok akár több évtizedet átfogó nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (Very Long Baseline Interferometry, VLBI) módszerével készült észleléseit dolgoztam fel, másrészt modellt dolgoztam ki feketelyuk-kettős által perturbált aktív galaxismag nyalábalakja idő- és térbeli változásának leírására, és ezt teszteltem a kielemezett nyalábstruktúrákon [1, 2]. A doktori munka kapcsán említem *Frey Sándor* rádiócsillagászt is (akkor Kozmikus Geodéziai Observatórium, most ELKH CSFK KTM CSI). Vele és a PhD témavezetőimmel is a mai napig együttműködünk.

Erasmus-ösztöndíjas hallgatóként 2013-ban négy hónapot töltöttem az Argelander-Institute für Astronomie intézetben, ami a bonni Rheinische Friedrich Wilhelm Universität csillagászati tanszéke Németországban. Itt angol nyelven tanultam magneto- és hidrodinamikát, gravitációs lencsézést, kozmológiát, valamint galaktikus és extragalaktikus mágnességet. Ebben az időben indultak el együttműködéseim a bonni Max-Planck-Institut für Radioastronomie (MPIfR) több kollégájával is. Kiemelem *Silke Britzen* és *Peter L. Biermann* kutatókat, akikkel a mai napig szorosan együttműködünk változatos témákon dolgozva.

2015 májusában és júniusában másfél hónapot töltöttem újfent a bonni MPIfR intézetben, a Balassi Intézet-Campus Hungary ösztöndíjasaként. A téma AGN-

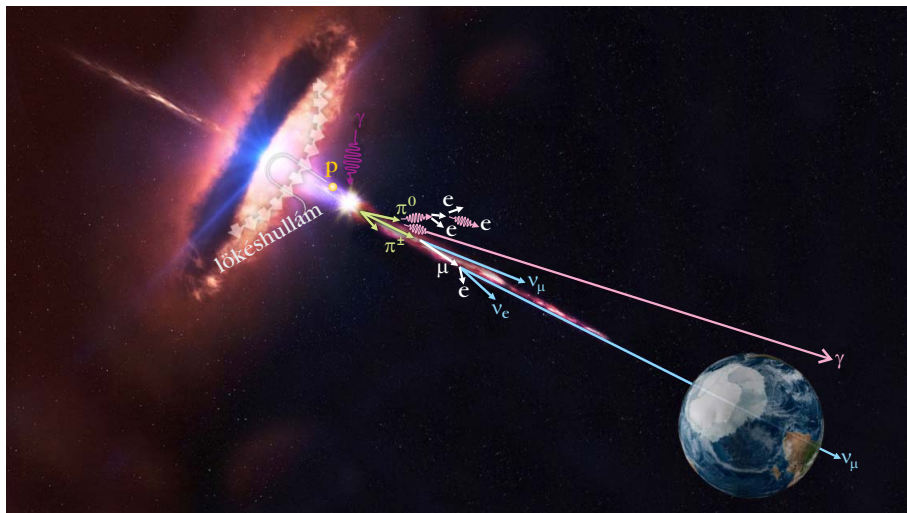
nyalábok VLBI-megfigyeléseinek feldolgozása, valamint a mérési eredmények alapján a nyalábszerkezet morfológiai és kinematikai vizsgálata volt. Habár az AGN-nyalábok részecskefizikája már korábban is érdekelt [3], ezen bonni látogatásom kapcsán kezdtem el az antarktisi IceCube Neutrínóobszervatóriumban detektált nagy energiájú neutrínók égi forrásainak azonosításával foglalkozni. Az asztrofizikai neutrínók fontosságát főként az adja, hogy a kozmikus sugarakkal és nagy energiájú gamma-fotonokkal ellentétben az Univerzum legtávolabbi szegleteiből is észlelhetjük azokat, ezzel lehetővé téve energikus kozmikus részecskegyorsítók égi pozícióinak meghatározását. A nagyenergiás neutrínócsillagászat az egyik legfiatalabb csillagászati ág, hiszen az asztrofizikai neutrínófluxust először csupán bő egy évtizede detektálta az IceCube [4]. A kozmikus neutrínók eredetéről és detektálásukról írt összefoglaló cikkem a *Fizikai Szemlében* jelent meg [5].

2016 elejére datálható a bochumi (Németország) Ruhr Egyetem Elméleti Fizika IV tanszékét vezető *Julia Becker Tjus*-szal és csoportjával való együttműködésünk kezdete. A tanszék kutatási palettája igen csak sokszínű, fő csoportjaik a Plazma- és Asztrórészecske-fizika (én ide kapcsolódtam be), Űr- és Asztrófizika, valamint Heliofizika csoportok.

*Szupernagy tömegű fekete lyuk kettősökre utaló jelek rádió-hangos aktív galaxismagok jeteiben* címmel írt doktori értekezésem 2017 májusában summa cum laude minősítéssel védtem meg. A doktori fokozat megszerzése után folytattam munkám az SZTE TTIK Fizikai Intézetében, amelynek 2017 és 2019 között közkapcsolati felelőse voltam. Többek között oktatási roadshow-kat, TTIK napot, Fizika Napját szerveztünk.

## Szegedi posztdoktori évek

A doktori fokozat megszerzése után folytattam a periodikus AGN-részecskenyalábokkal foglalkozó kutatásokat [6], illetve fő témám ekkor már neutrínóforrásjelölt blazárok VLBI rádiócsillagászati vizsgálata volt [7, 8]. *A blazárok részecskenyalábjaikat a Föld felé irányító aktív galaxismagok, extragalaktikus rádió-, optikai, röntgen- és némely esetben gamma-források. Két alcsoportjukat különböztetjük meg, a Bl Lacertae objektumokat és a lapos-spektrumú rádió kvazárokat.* A blazár-részecskenyalábokban felgyorsított kozmikus sugarak kölcsönhatnak a környező gázzal és/vagy sugárzási térrel (*1. ábra*), nagy energiájú neutrínók emissziójához vezetve [9, 10]. Az akkor még egyetlen azonosított IceCube-neutrínóforrás, a TXS 0506+056 blazár [11, 12] VLBI-nyalábszerkezetét vizsgálva arra a következtetésre jutottunk [13], hogy a látóiránnyal extrém kis szöveget bezáró nyalábirány kulcsfontosságú a neutrínóemisszió magyarázatához.



IceCube által detektált diffúz neutrínóégbolt alapján vár-nánk ( $E < 100$  TeV energiákon). Habár a blazár-részecskenyalábok minden tekintetben ideális kozmikus részecskegyorsítók és a Fermi gamma-égbolt domináns forrásai, a blazárok az IceCube diffúz neutrínóháttér szubdomináns forrásai. Hosszú távú kutatási céljaink egyike ezen feszültség feloldása. MTA PPD posztdoktori témában állandó kollaborátoraim (ábécé-sorrendben): *Bartos Imre* (Floridai Egyetem, USA), *Julia Becker-Tjus* és csoportja (Ruhr-Egyetem Bochum, Németország), *Peter L. Biermann* (MPIfR, Bonn, Németország), *Francis Halzen* (University of Wisconsin, USA), *Anna Franckowiak* és csoportja (Ruhr Egyetem Bochum, Németország).

2020 tavaszán elsajátítottam a Fermi-űrtávcső LAT műszerével készült mérések feldolgozását. Az analíziseket

1. ábra. A blazárok nyalábjából származó kozmikus sugarak fotopion kölcsönhatásaiban keltett nagy energiájú neutrínók érik el a Föld felszínét. A blazárokból a legvalószínűbb gyorsítási folyamat a Fermi-gyorsítás, amely nagy, illetve ultranagy energiákra gyorsítja fel a nyalájbéli kozmikus sugarakat (p). Ezek a sugárzási térrel kölcsönhatva ( $\gamma$ ) Delta+ részecskéket hoznak létre (a megfelelő energiakövetelmények teljesülése esetén), amelyek 2/3 valószínűséggel semleges töltésű pionná ( $\pi^0$ ) és protonná, vagy 1/3 valószínűséggel pozitív töltésű pionná ( $\pi^+$ ) és neutronná bomlanak. A felgyorsított kozmikus sugarak óriási, nem-termális eredetű energiája miatt (akár EeV) a bomlási láncban pozitívan töltött müon ( $\mu^+$ ) keltésén keresztül létrejövő neutrínók ( $\nu$ ) energiája a PeV energiát is elérheti, vagy akár meg is haladhatja azt. A semleges töltésű pionok energiáját (gamma-)fotonok viszik el. Ha a kozmikus sugarak anyaggal hatnak kölcsön, akkor az energiakövetelmény teljesülése esetén a kölcsönhatásban ugyanakkora valószínűséggel jön létre semleges, pozitív vagy negatív töltésű pion ( $\pi^{0,\pm}$  és egyéb részecskék). Ezek bomlása ugyancsak nagy energiájú neutrínók és gamma-fotonok emissziójához vezet, amelyek egyidejű észlelése a blazár-típusú neutrínóforrás-jelöltek keresését megcélzó jelenlegi stratégiák alapja. Forrás: IceCube/NASA.

Bekapcsolódtam az SZTE Fizikai Intézetben zajló sötétanyag-kutatásokba is. Gergely Árpád Lászlóval és *Keresztes Zoltánnal* galaxisok forgásgörbéit modelleztünk világító (barionos) és különböző típusú sötétanyag-járlékokat figyelembe véve [14–16]. Társ-témavezetésemmel *Simkó Attila* BSc szakdolgozatot, *Deák Bence* pedig MSc szakdolgozatot védett a témában.

2018 novemberében abban a megtiszteltetésben részesültem, hogy átvehettem a Junior Prima Díjat Magyar Tudomány kategóriában.

## MTA Prémium Posztdoktori évek

2019 áprilisában MTA Prémium Posztdoktori (PPD) pályázatot adtam be *Aktív galaxismagok nagy energiájú részecskesugárzása* címmel, és az ösztöndíjat sikerült elnyernem. 2019 szeptemberében immár tudományos munkatársként kezdtem a pályázaton dolgozni befogadó intézetem, a budapesti ELKH Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet (ELKH CSFK KTM CSI) kötelékében, *Kiss László* főigazgató és *Szabó Róbert* igazgató vezetésével.

A kozmikus sugarak, nagy energiájú neutrínók és gamma-fotonok energiaspektruma hasonló hatványfüggvényalakot követ, viszont a Fermi-űrtávcső által észlelt diffúz gamma-égbolt halványabb, mint amit az

számításigényük miatt az ELKH Cloud kapacitásain végzem. Fermi-LAT adatok maximum-likelihood elemzésével kimutattam [17], hogy a PKS 1502+106 blazár gamma-fluxusa mély, hosszan tartó lokális minimumban volt, amikor az IceCube detektálta a forrás irányából érkező nagy energiájú neutrínót. Hasonló, időleges gamma-gyengítést mutattunk ki két másik neutrínóforrás-jelölt blazár esetén is (TXS 0506+056, PKS B1424-418, 2. ábra). A nagy energiájú neutrínók keltésekor pionikus MeV–TeV energiájú gamma-fotonok is keletkeznek, amelyek nagy gamma-gamma optikai mélység esetén keV–MeV röntgenkaskádokat indítanak el (a legintenzívebb neutrínóemisszió idején várjuk ezt). Azaz nagy targetsűrűség esetén antikorrrelációt várunk a gamma- és neutrínófluxusok között. Ez új neutrínóforrás-keresési stratégiát kínál a korábbiakhoz képest, lehetővé téve új neutrínóforrás-jelöltek azonosítását, akár archív IceCube-adatokban is. Ezen munkám nyomán 2020 szeptemberében felvételt nyertem az IceCube Kollaborációba.

Az IceCube Neutrínóobszervatórium 2009 és 2019 között 70 track-típusú, nagy valószínűséggel asztrófizikai eredetű neutrínóeseményt detektált. A Fermi-LAT 4FGL-DR2 (gamma, 0,1–100 GeV), a Swift-XRT 2SXPS (röntgen, 0,3–10 keV) és a CRATES (rádió, 4,8 és 8,4 GHz) katalógusok alapján neutrínóforrás-jelölt almintákat hoztam létre [19], amelyek fluxus és térbeli korreláció alapján  $\sim 2\sigma$  szignifikanciával választanak ki

speciális populációkat a teljes katalógusokból. A 4,8 GHz-es (8,4 GHz) rádió-alminta a neutrínók 4% és 53% (3% és 42%) közötti részét képes magyarázni 90% konfidenciaszinten, ami hasonló a korábbi tanulmányokban számolt valószínűségekhez.

Következő lépésként a Fermi-LAT almintánk [19] fényesebb gamma-forrásainak fénygörbéjét hoztam létre és elemeztem. Nyolc neutrínóforrás-jelölt blazár Fermi-LAT fénygörbéjét hoztam létre a megfelelő neutrínók körüli egy éves időablakban (a többi forrás-jelölt fotonstatisztikája nem volt elég megbízható fénygörbék létrehozásához, túl halványak voltak). Habár a detektált IceCube-neutrínók kis száma korlátot szab a mintánk elemszámára, eredményeink alátámasztani látszanak azt a hipotézist, miszerint létezhet egy, legalább tranzienst módon gammasötét neutrínóforrás blazárpopuláció.

Doktori témámat folytatva egy excentrikus pályát is kezelő nyalábszerkezeti modellt kifejlesztve azt találtuk, hogy a J1918+4937 jelű, optikai fénygörbéjében keskeny tüskét mutató kvazár („Spikey”) hullámzó nyalábalakja konzisztens egy szupernagy tömegű feketelyuk-kettős jelenlétével [20].

A 14 nemzetközi kutató munkáját összefogó cikkünkben [21] a J1048+7143 jelű rádióhangos, periodikus kitörés-alkitörés struktúrát mutató gamma-fénygörbéjű AGN gamma- és rádióészleléseit elemeztük és foglaltuk össze közös többcsatornás fizikai képbe, amelynek központi eleme egy összeolvadó szupernagy tömegű feketelyuk-kettős spin-pálya precessziója. A modellt alkalmazva később megjósoltuk a TXS 0506+056 blazár negyedik neutrínóepizódját [22]. A

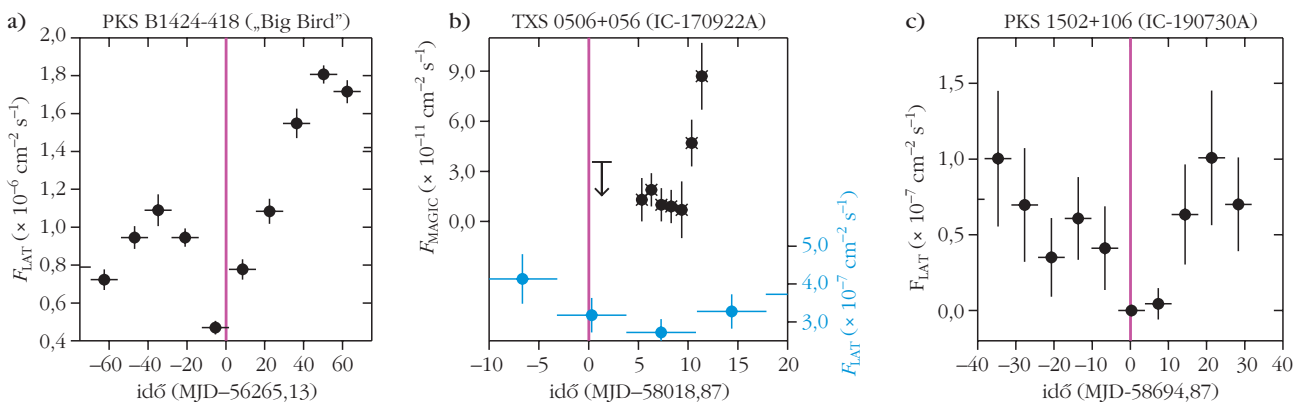
J1048+7143 blazárral kapcsolatos második, jelenleg készülő cikkben a forrás pekuliáris gamma-fénygörbéjét egy úgynevezett „spine-sheath” szerkezetű nyaláb precessziójával magyarázzuk.

*Medveczky Attila*, az ELTE fizika szakos hallgatója az északi égbolt harmadik legszignifikánsabb neutrínóforrás-jelölt blazárjáról készült VLBI-észlelések feldolgozását és elemzését végezte el témavezetésemmel. Eredményeiből 2021-ben TDK-dolgozatot, majd 2022-ben BSc szakdolgozatot írt és védett meg. Az általam elvégzett gamma-tartománybeli elemzéssel kiegészítve eredményeinket 2023 elején publikáltuk [23].

## Külföldi posztdoktori évek kezdete, kitekintés

Az ELKH CSFK KTM CSI-ben az MTA Prémium Posztdoktori ösztöndíjasként eltöltött 3 év óriási lendületet hozott szakmai karrieremben. PPD befogadó intézménnyel önkéntes szerződés alapján a budapesti affiliációt megtartva 2022 októberétől a Ruhr Universitát Bochum (RUB, Németország) posztdoktoraként folytatom a munkát, először fél évig egy DFG-projekt keretében Julia Becker-Tjus vendégeként, majd 2023 áprilisától másfél évig a Humboldt Alapítvány tapasztalt posztdoktori ösztöndíjával Anna Franckowiak vendégeként (aki a RUB Multiwavelength and Multimessenger Astronomy tanszékének vezetője). Utóbbi ösztöndíj témája az IceCube-neutrínóadatok „stacking” analízisének megtanulása. A különböző forrás-jelölt katalógusok tulajdonképpen csak különböző súlyozást jelentenek, így az alapmódszer, a „stacking”

2. *ábra.* Három neutrínóforrás-jelölt blazár gamma-tartománybeli fénygörbéje. A lila függőleges vonalak a blazárokkal kapcsolatba hozott IceCube-neutrínók detektálási idejét jelölik (a pontos detektálási idő a vízszintes tengely alatti címkék alapján határozható meg). Az egybeeső neutrínók azonosítói a panelek felett, a blazárok azonosítói után zárójelben találhatóak. a) A PKS B1424-418 jelű blazár Fermi-LAT fénygörbéje (100 MeV és 300 GeV között, 14 napos binelés), [18] nyomán. b) A felső panelen a TXS 0506+056 jelű blazár nagyon nagy energiájú gamma-fénygörbéje a MAGIC-kel mérve (90 GeV energia felett), az alsó panelen ugyanezen blazár nagy energiájú gamma-fénygörbéje a Fermi-LAT-tal mérve (100 MeV energia felett, 7 napos bineléssel), [11] nyomán. c) A PKS 1502+106 Fermi-LAT észlelésekből előállított gamma-fénygörbéje (100 MeV és 300 GeV energiák között, 7 napos binelés, saját munka). Jól látható, hogy a blazárokkal kapcsolatba hozható nagy energiájú IceCube-neutrínók detektálásakor a blazárok gamma-fluxusa lokális, illetve a PKS 1502+106 esetében globális minimumban volt. Habár a nagy energiájú neutrínók és pionikus gamma-fotonok ugyanazon hadronikus folyamatokban jönnek létre, a neutrínók keltésének kedvező nagy optikai mélységek esetén, pár 100 GeV feletti energiákon a neutrínókat keltő közeg átlátszatlaná válik a pionikus fotonok számára (tipikus blazárkörnyezetekben a foton-foton optikai mélység 1-2 nagyságrenddel nagyobb a proton-foton és proton-proton optikai mélységeknél). Ezen gamma-fotonok energiája elektron-positron párkeltésén keresztül többszöri elnyelődés és kisugárzás után ön-szinkrotron módon, röntgen (~keV) esetleg lágy gamma (néhány ~MeV) energiaszinteken sugárzódik ki [17].



analízis elsajátítása után képes leszek neutrínóforrásjelölteket keresni zárt IceCube-adatbázisokban bármilyen forráskatalógus alapján. A Julia Becker-Tjus és Anna Franckowiak által vezetett csoportok összesen több mint 50 tagú, igazán stimuláló szakmai közösséget jelentenek, a közvetlen témáimon belül és kívül is változatos projektlehetőségekkel.

A neutrínócsillagászat műveléséhez szükséges szakmai jártasság megszerzése után hosszú távon a többcsatornás csillagászat és asztrofizika területein tervezem folytatni tudományos pályafutásom. Jelenleg épül az IceCube-Gen2, ami az IceCube 1 köbkilométeres detektortérfofatát 10 köbkilométer nagyságúra növeli. Az IceCube-Gen2 célja kozmikus neutrínók statisztikailag teljes mintájának észlelése a PeV–EeV energiatarományban, valamint ízenként több száz neutrínó észlelése a TeV feletti energiákon. Ezzel lehetővé válik az individuális pontforrások neutrínóspektrumának észlelése, ami alapjaiban fogja befolyásolni a nagyenergiás Univerzumból alkotott fizikai képünket. Valóban, a kozmikus neutrínófluxus eredetének megértése a modern csillagászat és asztrofizika egyik legforróbb területe, számos megfejtésre váró vagy akár még fel sem tett tudományos kérdéssel, igazán izgalmassá téve a frontvonalbeli kutatást.

#### Irodalom

- Kun, E.; Gabányi, K. É.; Karouzos, M.; Britzen, S.; Gergely, Á. L.: A spinning supermassive black hole binary model consistent with VLBI observations of the S5 1928+738 jet. *MNRAS* 445 (2014) 1370.
- Kun, E.; Frey, S.; Gabányi, K. É.; Britzen, S.; Cseh, D.; Gergely, L. Á.: Constraining the parameters of the putative supermassive binary black hole in PG 1302-102 from its radio structure. *MNRAS* 454 (2015) 1290.
- Kun, E.; Wiita, P. J.; Gergely, L. Á.; Keresztes, Z.; Gopal-Krishna; Biermann, P. L.: Constraints on supermassive black hole spins from observations of active galaxy jets. *AN* 334 (2013) 1024.
- Aartsen, M. G. és tsai (IceCube): Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector. *Science* 342 (2013) 1.
- Kun, E.: Kozmikus neutrínók égen és Földön. *Fizikai Szemle* 70/11 (2020) 370.
- Kun, E.; Karouzos, M.; Gabányi, K. É.; Britzen, S.; Kurtanidze, O. M.; Gergely, L. Á.: Flaring radio lanterns along the ridge line: long-term oscillatory motion in the jet of S5 1803+784. *MNRAS* 478 (2018) 359.
- Kun, E.; Biermann, P. L.; Gergely, L. Á.: A flat-spectrum candidate for a track-type high-energy neutrino emission event, the case of blazar PKS 0723-008. *MNRAS* 466 (2017) 34.
- Kun, E.; Biermann, P.; Britzen, S.; Gergely, L. Á.: On the High-Energy Neutrino Emission from Active Galactic Nuclei. *Universe* 4 (2018) 24.
- Mannheim, K. és tsai: Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Phys. Rev. D* 63 (2001) 023003.
- Mücke, A. és tsai: BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model. *Astroparticle Phys.* 18 (2003) 593.
- Aartsen, M. G. és tsai: Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A. *Science* 361 (2018) eaat1378.
- Aartsen, M. G. és tsai (IceCube): Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert. *Science* 361 (2018) 147.
- Kun, E.; Biermann, P. L.; Gergely, L. Á.: Very long baseline interferometry radio structure and radio brightening of the high-energy neutrino emitting blazar TXS 0506+056. *MNRAS* 483 (2019) 42.
- Kun, E.; Keresztes, Z.; Simkó, A.; Szűcs, G.; Gergely, L. Á.: Comparative testing of dark matter models with 15 HSB and 15 LSB galaxies. *A&A* 608 (2017) 42.
- Kun, E.; Keresztes, Z.; Das, S.; Gergely, L. Á.: Dark Matter as a Non-Relativistic Bose–Einstein Condensate with Massive Gravitons. *Symmetry* 10 (2018) 520.
- Kun, E.; Keresztes, Z.; Gergely, L. Á.: Slowly rotating Bose–Einstein condensate compared with the rotation curves of 12 dwarf galaxies. *A&A* 633 (2020) 75.
- Kun, E.; Bartos, I.; Becker-Tjus, J.; Biermann, P. L.; Halzen, F.; Mező, Gy.: Cosmic Neutrinos From Temporarily Gamma-suppressed Blazars. *ApJL* 911 (2021) L18.
- Kadler, M. és mtsai: Coincidence of a high-fluence blazar outburst with a PeV-energy neutrino event. *NatPh* 12 (2016) 807.
- Kun, E.; Bartos, I.; Becker-Tjus, J.; Biermann, P. L.; Franckowiak, A.; Halzen, F.: Multiwavelength Search for the Origin of IceCube’s Neutrinos. *ApJ* 934 (2022) 180.
- Kun, E.; Frey, S.; Gabányi, K. É.: A self-lensing supermassive binary black hole at radio frequencies: the story of Spikey continues. *MNRAS* 496 (2020) 3336.
- Kun, E.; Jaroschewski, I.; Ghorbanietamad, A.; Frey, S.; Becker-Tjus, J.; Britzen, S.; Gabányi, K. É.; Kiselev, V.; Schlegel, L.; Schroller, M.; Reichherzer, P.; Cui, L.; Wang, X.; Shen, Y.: Multimessenger Picture of J1048+7143. *ApJ* 940 (2022) 163.
- Becker-Tjus, J.; Jaroschewski, I.; Ghorbanietamad, A.; Bartos, I.; Kun, E.; Biermann, P. L.: Neutrino Cadence of TXS 0506+056 Consistent with Supermassive Binary Origin. *ApJL* 941 (2022) L25.
- Kun, E.; Medveczky, A.: Multiwavelength Analysis of the IceCube Neutrino Source Candidate Blazar PKS 1424+240. *Symmetry* 15 (2023) 270.

**NEM KELL HŐSNEK LENNED!**

**MARADJ TOVÁBBRA IS A FIZIKA BARÁTJA!**

**SZÁMÍTUNK RÁD,**



**támogasd jövedelemadód  
EGY százalékával  
az Eötvös Loránd Fizikai Társulatot!  
Adószámunk: 19815644-2-43**



# MIÉRT OLYAN ELUTASÍTÓAK A TUDÓSOK A MINDENT FELFORGATÓ, ÚJ TUDOMÁNYOS ELKÉPZELÉSEKKEL SZEMBEN?

Sódor Ádám

ELKH CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Nap mint nap számos forradalmian új tudományos ötlettel állnak elő az adott szakterületet művelő kutatók, kívülálló laikusok és kontárok egyaránt. A nagyközönség kiemelt érdeklődése miatt különösen igaz ez a kozmológia, az asztrofizika, általában a csillagászat terén. A fantasztikus új hipotézisek<sup>1</sup> kiagyalói gyakran állítják, hogy ötletük alapjaiban forgatja fel a tudományos konszenzuson alapuló világképünket. Azonban nyomós okunk van erősen gyanakvónak lenni az ilyen felvetésekkel szemben. Jelen írás célja ezen okok részletezése és magyarázata.

Heti szinten olvashatunk a médiában olyan szenzációs hangzó híreket, miszerint „Az ősröbbség [talán] meg sem történt”, „Egy új elképzelés leszámol a sötét anyaggal és a sötét energiával” (1. ábra), „A tudósok [értsd: 1–3, tudományos affiliációval rendelkező személy] szerint fekete lyukak nem is léteznek”,

Az írás eredetileg a <http://csillagaszat.hu> honlapon jelent meg Ethan Siegel: *The good reasons scientist are so hostile to new ideas?* (<http://bigthink.com>) cikke nyomán.

<sup>1</sup>Mivel a hétköznapi beszédben gyakran összemossuk, kavarduk a két szó jelentése, fontosnak tartjuk itt, az elején tisztázni az *elmélet* és *hipotézis* kifejezések közti alapvető fogalmi különbséget. A hipotézis egy még nem igazolt felvetés, egy javaslat a valóság egy vonatkozásának lehetséges magyarázatára. Ha sikerül egy hipotézist a szakterület művelőinek nagy többségét meggyőző módon igazolni, beillesztve a többi működő elmélet és a megfigyelések által megszabott szigorú korlátok közé, akkor az bekerül világunk működését leíró modellek tudományosan elfogadott tárházába. Ekkor a hipotézis elfogadott elméletté lép elő. Egy új elmélet kiegészíthet, kiterjeszthet, de teljesen fel is válthat egy vagy több régebbit. Sajnos sokan és sokszor visszaélnak azzal, hogy a hétköznapi szóhasználatban gyakran és indokolatlanul elméletnek nevezik a hipotéziseket. Ilyenkor hallani olyasmit, hogy „ugyan már, ezt a tudósok is csak elméletnek nevezik, lám, még ők is elismerik, hogy nem biztosak benne”.



Sódor Ádám az ELKH CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézete tudományos főmunkatársa. 2005-ben végzett az ELTE TTK-n csillagászként és fizika szakos tanárként. Azóta a CSI-ben dolgozik, amit csak két éves, a Belga Királyi Obszervatóriumban töltött posztdoktori állása szakított meg. Szakterülete a pulzáló változócsillagok fotometriai és spektroszkópiai vizsgálata. A Piszkéstetői Obszervatórium bemutatójaként és a [csillagaszat.hu](http://csillagaszat.hu) állandó szerzőjeként szívügye a tudománynépszerűsítés.

vagy éppen „Ezt a meglepő csillagászati jelenséget csakis földön kívüli értelmes lények okozhatták – állítja a neves asztrofizikus”. Mégis, a széleskörű megjelenés ellenére sohasem hallunk ezen hírek világrengető utóéletéről. Ha pedig foglalkozik is velük a tudomány fősodra, az szinte mindig cáfolatokban és elutasításban nyilvánul meg. Ezt sokan, különösen az áltudományok szekértolói a tudomány művelőinek dogmatizmusaként, szűklátókörűségként, illetve a régi elképzelésekhez való csökönyös ragaszkodásaként értékelik. Pedig nagyobbat nem is tévedhetnének.

Nagyon régóta és nagyon sokféle műszerrel és kísérletekkel vizsgálja az emberiség a világunk jelenségeit. Ez még egy-egy szűkebb szakterületen belül is hatalmas tény- és tudásanyag felhalmozódását jelenti mára. Az elméleteink pedig ezzel párhuzamosan fejlődtek. Sok kísérlet és megfigyelés eredménye tűnt elsőre meglehetősen bizarrnak vagy kontrainuitív-nak, és ezek magyarázatául több lehetséges elképzelés is adódhatott. A további kísérletek, illetve megfigyelések azután kigyomlázták a téves hipotéziseket vagy kevésbé pontos elméleteket, és csak a legsikeresebb, legmegalapozottabb elméletek maradtak fenn.

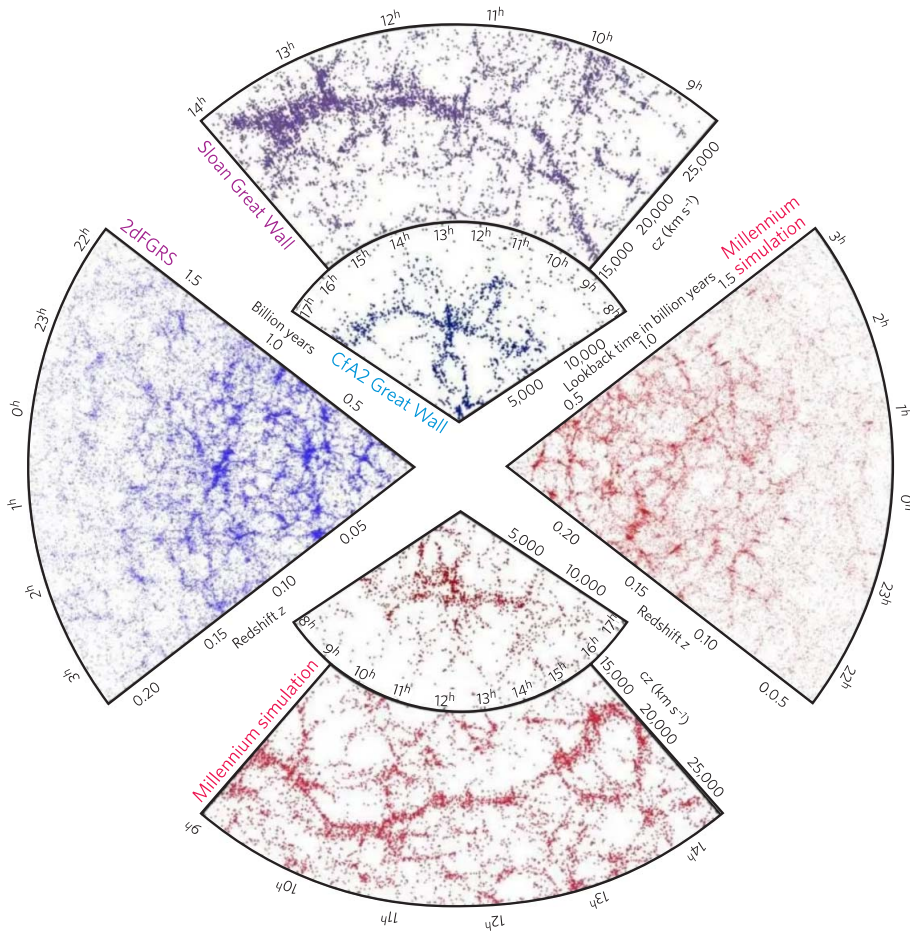
Látni kell, hogy az évszázadok alatt fokozatosan tökéletesített elméletekkel szemben egy bármilyen zseniális elméből is találomra kipattanó forradalmi új elképzelésnek rendkívül nehéz dolga van. Egy meglévő elméletünk leváltására aspiráló, világrengetőnek ígérkező tudományos felvetéssel szemben igen szigorúak az elvárások:

1. Meg kell magyaráznia az összes, a jelenlegi elmélet által már sikeresen leírt jelenséget.

2. Legalább egy megfigyelést vagy kísérleti eredményt sokkal nagyobb sikerrel kell leírnia az uralkodó elméletnél.

3. Olyan előrejelzéseket kell tudni levezetni az új hipotézisből, amelyek reálisan megfigyelhetők, valamint lényegesen eltérnek a jelenleg elfogadott elméletünk előrejelzéseitől, így kísérletileg tesztelhető, az esetlegesen sikeres próbával igazolható az új hipotézis felsőbbrendűsége.

E három feltételnek nagyon nehéz egyszerre megfelelni. Valójában a szenzációs hangzó ötletek



1. ábra. A Világegyetem legnagyobb léptékű szerkezetét, a galaxisok megfigyelt csoportosulásait (kék árnyalatokkal) a szimulációs modelljeink (piros színekkel) csak úgy tudják reprodukálni, ha figyelembe veszik a sötét anyag jelenlétét. De mi az a sötét anyag? Ezt ma még senki sem tudja, csupán két-három alapvető, közvetett módon levezethető tulajdonságát ismerjük. A tudományos kutatók amellett, hogy kitartóan és tudományos alaposággal keresik a válaszokat a sötét anyag eredetére, mibenlétére és egyéb tulajdonságaira, képesek együtt élni ezzel a bizonytalansággal. Ez munkájuk része. Sokakat azonban zavar ez az obszkuritás, és tudománytalan módon, érzelmi alapon utasítják el a sötét anyag létét. Forrás: 2dFGRS, SDSS, Millennium Simulation/MPA Garching és Gerard Lemson & the Virgo Consortium, <https://www.h-its.org/2014/10/28/millennium-galaxy-catalogues/>

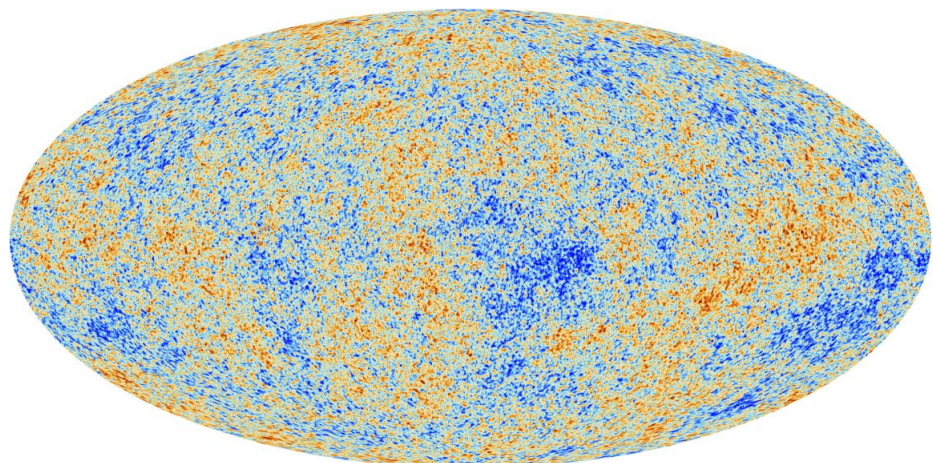
túlnyomó többsége már az első pontnál elbukik. Sokan igyekeznek például megmagyarázni a Világegyetem létezését egy határozott kezdet, az ősrobbanás nélkül. Ám az ilyen felvetéseknek nagy nehézséget jelent a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás, az ősrobbanás utáni korai, forró Világegyetemből származó, bennünket minden irányból egyformán érő, több mint 55 éve ismert visszfény magyarázata (2. ábra).

Gyakori hiba az is, hogy sokan és sokszor ideológiai-lag motivált konklúzióikból

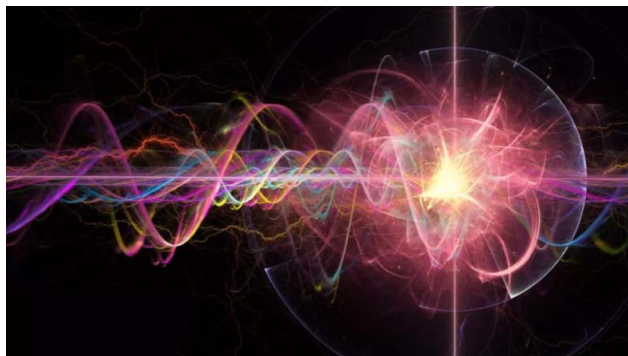
indulnak ki, a hitvilágukba illeszkedő, vonzónak tűnő következtetésekhez keresik a magyarázatot. Ebbe a hibába pedig könnyebb beleesni, mint gondolnánk. Csábító gondolat, hogy „hát nem szenzációs volna, ha ... megmagyarázná azt, amit látunk?” Ezzel pedig önmagában még nincs is semmi probléma. Érdeemes, és kell is foglalkozni az ilyen felvetések elméleti folyamányainak, megfigyelhető következményeinek kifejtésével. Baj akkor van, amikor az illető meggyőződésévé válik, hogy az elképzelésének igaznak *kell* lennie. Ha az ember a konklúzió levonásával kezdi, akkor addig csúri-csavarja hipotézisét, amíg az nem jön ki belőle, amit elvár. Az illető fordítva ül a lovon, ez pedig már nem tudomány, hanem rögeszme.

Még a legnevesebb tudósok közt is találunk olyanokat, akik ebbe a csapdába estek. *Fred Hoyle* bizonyos volt abban, hogy a Világegyetem állandó állapotú, és nem lehetett egy sűrű és forró kezdete. Emellett még akkor is kitartott, amikor már lehengető mennyiségű bizonyíték állt az ősrobbanás-elmélet

2. ábra. A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (CMB) térképe az égbolton. Ezt „látjuk” precíz műszereinkkel, létezése tudományos tény, és az ősrobbanás egyik komoly bizonyítéka. Az ősrobbanás léte vitatható, a CMB-é nem. Így bármilyen, az ősrobbanás-elméletet kiváltani igyekvő alternatív magyarázatnak számot kell adnia a CMB-ről is. Forrás: ESA/Planck, [https://www.esa.int/ESA\\_Multi-media/Images/2013/03/Planck\\_CMB](https://www.esa.int/ESA_Multi-media/Images/2013/03/Planck_CMB)







3. ábra. Lehetséges, hogy a kvantumbizonytalanság világunk alapvető tulajdonsága? Vagy ha eléggé mélyre ásunk, találunk valami determinisztikus hátterben? Ez sokak számára érzelmi, hitbeli kérdés, amire – úgy érzik – *muszáj* tudniuk a helyes választ. Ez emberileg érthető, ám tudományosan helytelen. Einstein meg volt győződve a determinizmusról, mégis, több mint 20 év kutatómunkával sem sikerült semmilyen bizonyítékot találnia e hitének alátámasztására. Forrás: University of Surrey, <https://www.surrey.ac.uk/news/new-study-reveals-quantum-physics-can-cause-mutations-our-dna>

mögött.<sup>2</sup> *Arthur Eddington* meg volt győződve arról, hogy a csillagok bizonyos fizikai paraméterei nem haladhatnak meg adott értékeket, noha egyre több megfigyelés mutatta ennek az ellenkezőjét. *Albert Einstein* pedig hitte, hogy a kvantumozás mikrovilág véletlenszerűségének hátterében valamiféle abszolút determinisztikus valóság húzódik (3. ábra). Emellett Einstein azt is biztosra vette, hogy gravitációelmélete és a klasszikus elektromágnesesség egyetlen szuperkölcönhatássá egyesíthető. Einstein tudományos pályájának utolsó, több mint 20 éve során e meggyőződéseit igyekezett igazolni – a legcsekélyebb siker nélkül.

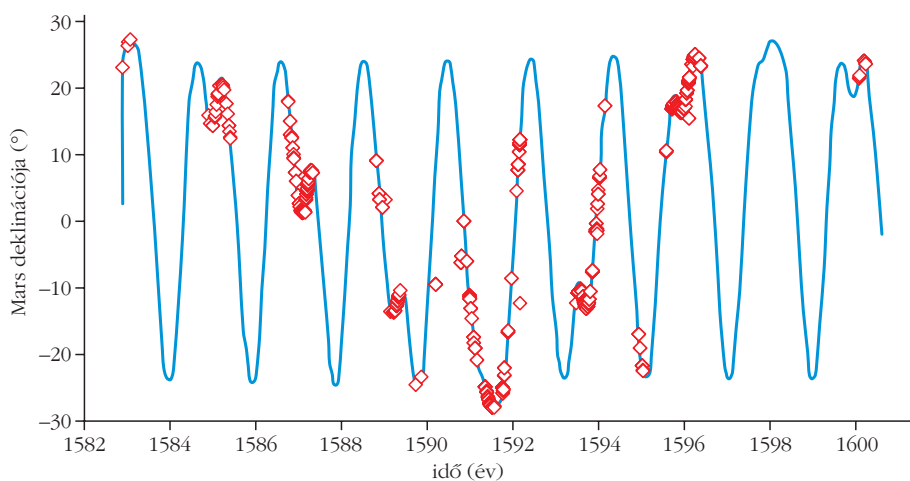
De említsünk meg egy igazán elismerést érdemlő, híres ellenpéldát is. *Johannes Kepler* tudományos pályafutása kezdetén egy gyönyörű, számmisztikán alapuló hipotézist állított fel a bolygópályákról, amely egymásba ágyazott gömbök és platóni testek méretein alapult. Ám amikor felismerte, hogy a megfigyelési adatokat sokkal pontosabban magyarázzák az eredeti elképzeléséhez képest éktelenül torz ellipszispályák, akkor Kepler hajlandó volt feladni saját

<sup>2</sup>Ironikus módon Hoyle-től származik az ősrobbanás angol nyelven elfogadott neve (big bang – nagy bummm), amit pedig ő eredetileg az elképzelést nevétségessé tevő, dehonosztáló szándékkal aggatott az elméletre (és amely elméletet ő bizonyára élete végéig hipotézisnek értékelt).

korábbi ideáját, és elfogadni az utóbb róla elnevezett, máig sok sikerrel használt bolygómozgás-moddelt (4. ábra).

Itt pedig egy újabb gyakori félreértéshez érkeztünk. Egy tudományos kutató feladata nem a saját hipotéziseinek körömszakadtáig való védelme. Éppen ellenkezőleg, a jó szakember dolga saját elképzeléseinek legkíméletlenebb, legalaposabb darabokra szedése, a lehetséges hibák felkutatása, és ha lehet, kijavítása. Ha pedig a javítás nem lehetséges, a hipotézis elvetése. Újabb fontos, ám emberileg nehéz feladat. Hiszen ki ne szeretne bele a saját friss és tetszetős elképzelésébe? Mégis, mielőtt az ember a nagyközönség elé állna vele, meg kell vizsgálnia, teljesíti-e új kedvenc elképzelése a fentebb felsorolt három szempont szigorú kritériumait. Ahogyan *Richard Feynman* nagyon találóan megfogalmazta: „Az a legfontosabb, hogy önmagunkat ne csapjuk be – márpedig önmagunkat a legkönnyebb becsapunk.”

A tudományos szigorú igénye tehát egyáltalán nem ártó szándékból, dogmatizmusból, vagy a fennálló rendhez való merev ragaszkodásból ered. A tudományos integritás, a valódi tudományos tények feltárása iránti elkötelezettség<sup>3</sup> követeli meg ezt a fegyel-



4. ábra. Kepler elliptikus bolygópálya-modellje (folytonos vonallal) Tycho Brahe Mars-megfigyelési adataira (egydi mérési pontok) illesztve. Az egyezés igazán meggyőző. Még Keplert önmagát is meggyőzte korábbi, mégoly tetszetős hipotézisének tarthatatlanságáról. Forrás: Wayne Pafko, [www.pafko.com/tycho/index.html](http://www.pafko.com/tycho/index.html)

<sup>3</sup>A félreértéseket elkerülendő, szándékosan írtam „tudományos tényeket”, nem pedig „valóságot” vagy „igazságot”. A tudomány feladata világunkat, a valóságot minél pontosabban leírni, előrejelző elméletek kidolgozása. Ám bármilyen pontosak legyenek is ezek az elméletek, sohasem állíthatjuk, hogy végeztünk, hiszen bármikor jöhet egy újabb, az elméletek előrejelzéseire rácafoló kísérleti vagy megfigyelési tény. A tudomány és annak őszinte művelői tisztában vannak vele, hogy módszereik, legyenek mégoly sikeresek is, nem képesek a végső valóság, az abszolút igazság – bármit is jelentenek ezek – feltárására, illetve még ha képesek volnának is rá, azt sohasem tudnák bebizonyítani. Aki ennek ellenkezőjét állítja, az a vallás területére tévedt. Ugyanakkor minden jel arra mutat, hogy a valóság legpontosabban közelítő megismerés útja a világ objektív megfigyelésén alapuló tudományos módszer.

met. Számos szemképráztató hipotézis végezte hosszabb-rövidebb életét a szemétkosárban azért, mert nem állt összhangban a kísérletek vagy megfigyelések eredményeivel. Nem válogathatunk kedvünkre a megfigyelési tények között aszerint, hogy melyek kényelmesek, illetve melyek kényelmetlenek számunkra – kedvenc hipotézisünk számára.

A döntőbíró úgyis maga a Világegyetem lesz, annak jelenségei fogják megmutatni, mely elméletek állnak meg vagy buknak el a próbán. Ám a tesztek minél szigorúbb elvégzése a kutatók feladata, ezért fontos a felelősségteljes tudományos munka, az intellektuális őszinteség. A tudomány előrehaladtát azonban ezek hiánya csupán visszavetheti, de meg nem állíthatja.

## HANGSEBESSÉG MEGHATÁROZÁSA ULTRAHANGOS TÁVOLSÁGÉRZÉKELŐKKEL

Csatári László

Kratochvil Károly Honvéd Középiskola  
és Kollégium, Debrecen

### Távolságmérés

A HC-SR04 [1] ultrahangos távolságérzékelt mikroszámítógépes mérésekhez fejlesztették ki. A modul (1. ábra), amely 40 kHz-es ultrahang segítségével (az állatvilágból vett analógia segítségével úgy működik, mint a denevér echolokációja) méri a távolságot, tápfeszültség, valamint egy vezérlő és egy adatjelet szolgáltató csatlakozóval rendelkezik.

Csekély áramfelvétele és 5 V-os tápfeszültsége alkalmassá teszi akármelyik mikrokontrollerhez való illesztését. Méréseimhez a legelterjedtebb Arduino UNO [2] klónpaneljét használom (2. ábra). Programozása egyszerű, az interneten számtalan példa megtalálható.

A távolságmérő modul alapkapcsolásában a program [3] kontrollerünk Trigger lábát 2 ms időtartamra alacsony szintre állítja, majd következik a 10 ms idejű magas jel. Ekkor a modul egymás után 8 darab, 40 kHz-es jelet sugároz ki, és figyeli a visszaérkező ultrahangot. Az Echo lábón mérjük a bejövő jel magas szintjének időtartamát. A

$$\text{távolság} = \frac{\text{idő} \cdot \text{hangsebesség}}{2}$$

(2-vel az oda- és visszaverődés miatt kell osztani) kifejezéssel adódik. A HC-SR04 távolságérzékelt ultrahang-



Csatári László a debreceni Kratochvil Károly Honvéd Középiskola és Kollégium oktatója, Innovatív tanár, mesterpedagógus. 1995-ben fizika-ábrázoló geometria, 1998-ban informatika szakos tanári diplomát szerzett a Kossuth Lajos Tudományegyetemen. Legjelentősebb kitüntetései: Színpadon a Természettudomány (2014), Öveges József-díj (2014, 2016), Ericsson-díj (2015).

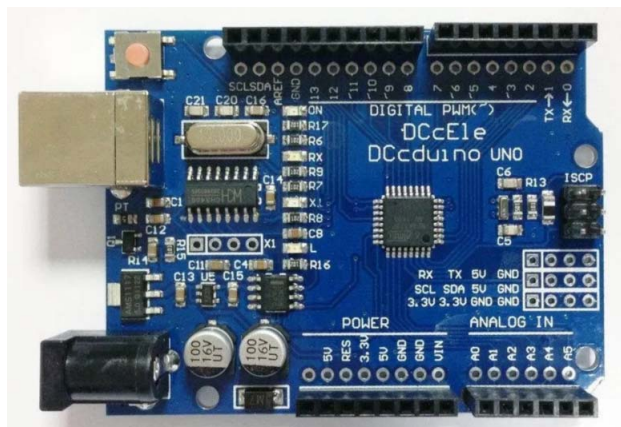


1. ábra. A HC-SR04 ultrahangos távolságérzékelt.

nyalábja 15° széles, adatlapja szerint vele lapos, kelően nagy felületről visszaverődve 2 cm-től 4 m-ig mérhetünk távolságot. A példaprogramban a `pulseIn()` függvény az időt ms értékben adja vissza, a hangsebességet 0,0343 cm/μs értéknek beírva a távolságot centiméterben kapjuk.

0 °C-os levegő esetén, felhasználva a *Függvénytáblázat* [4] 129. oldali képletét, a longitudinális hullá-

2. ábra. Az Arduino UNO mikrokontroller.



mok terjedési sebessége ideális gázokban (Laplace-féle formula):

$$c_{\text{long}} = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{p}{\rho}},$$

ahol  $c_p$  és  $c_v$  az állandó nyomáson, illetve térfogaton mért fajhő,  $p$  a gáz nyomása,  $\rho$  pedig a sűrűsége. A  $c_p/c_v$  hányados értéke –  $c_p = 0,997 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$  és  $c_v = 0,712 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$  felhasználásával – 1,4. Továbbá  $p = 101\,325 \text{ Pa}$  és  $\rho = 1,293 \text{ kg}/\text{m}^3$  adatok alapján normál állapotban a hang terjedési sebessége 331,26 m/s, a [4] 205. oldala szerint 331,8 m/s [4], a Wikipédia szerint 331,5 m/s [5]. Az eltérő értékek  $\pm 1 \text{ mm}$  hibahatáron belüli mérést adnak 1 méter távolság esetén. Tanulság: a különböző forrásból származó, kis eltérést mutató értékek a tantermi méréseknél elhanyagolható hibát okoznak.

## Hangsebesség

Vizsgáljuk meg, mitől függ a hang sebessége! Szorítkozzunk a légnemű anyagokra, konkrétan a levegőre. Három, igencsak jellemző paraméter a hőmérséklet, a nyomás, a sűrűség, és figyelembe vehetjük a páratartalmat is.

A [4] 130. oldalán az is kiderül, a hőmérséklettől való függést a

$$c = c_0 \sqrt{1 + \frac{t}{273}}$$

képlet adja meg, ahol  $c_0$  a 0 °C-on mérhető hangsebesség és  $t$  a közeg celsiusban kifejezett hőmérséklete (találkozhatunk még a  $331,4 \text{ m/s} + 0,62 \cdot t$  alakkal is). Arról is hallhattunk, hogy a magasan szálló repülőgépek esetén más a hangsebesség, mint a földfelszín közelében. Ha figyelembe vesszük, hogy 10 km magasságban –60 °C a hőmérséklet, akkor 12%-os csökkenést kapunk, ami 293 m/s-ot jelent.

Mi a helyzet a nyomással? A gázok, mint tudjuk, könnyen összenyomhatók. Gondolhatnánk, hogy a hangsebesség a nyomás jelentős eltérése miatt is változik. A barometrikus magasságformula ([4] 132. oldal)

$$p_h = p_0 e^{-\frac{\rho_0 g}{p_0} h},$$

– ahol  $h$  a magasság,  $p_0$  és  $\rho_0$  a tengerszinten mérhető nyomás és sűrűség, a hőmérsékletet pedig állandónak tekintjük – alapján 10 km magasságban a légnyomás 28 977 Pa, ami a tenger szintjén mérhető 101 325 Pa 28 százaléka.

A sűrűségnek szintén lehet hatása [5]. A hangsebesség az anyag merevségével nő, sűrűségével csökken.

Konkrét példánkban 10 km magasan a változás ([4] 132. oldal), hasonlóan a magasságfüggéshez:

$$\rho_h = \rho_0 e^{-\frac{\rho_0 g}{p_0} h}.$$

E képlettel számolva tengerszinti 1,293 kg/m<sup>3</sup> érték-ről 0,37 kg/m<sup>3</sup>-re csökken, ami szintén a kezdeti érték 0,28-szorosa, azaz  $p/\rho$  értéke nem változik, a nyomás és a sűrűség változása egymás hatását kiegyenlíti, így végeredményben a sebesség változásában sincs szerepük.

A légnedvesség-változás kismértékű hatásáról tanúskodik a szakirodalom, azaz 0–100% páratartalom-tartományban elenyésző, 0,7%-os a hangsebesség-különbség.

A valóságban – természetesen – a magassággal változik a hőmérséklet, a nyomás, a sűrűség és a páratartalom is, így e paramétereket együtt kell kezelni, mégis a hangsebesség változásának legfőbb oka a hőmérséklet változása, amint ezt a *Fizikai Szemle* korábban megjelent cikkeiben a szerzők a mikroszkopikus, molekuláris modell [6], elvégzett kísérletek [7], valamint saját fejlesztésű mérőeszköz [8] segítségével igazolták.

## Mérjük hangsebességet!

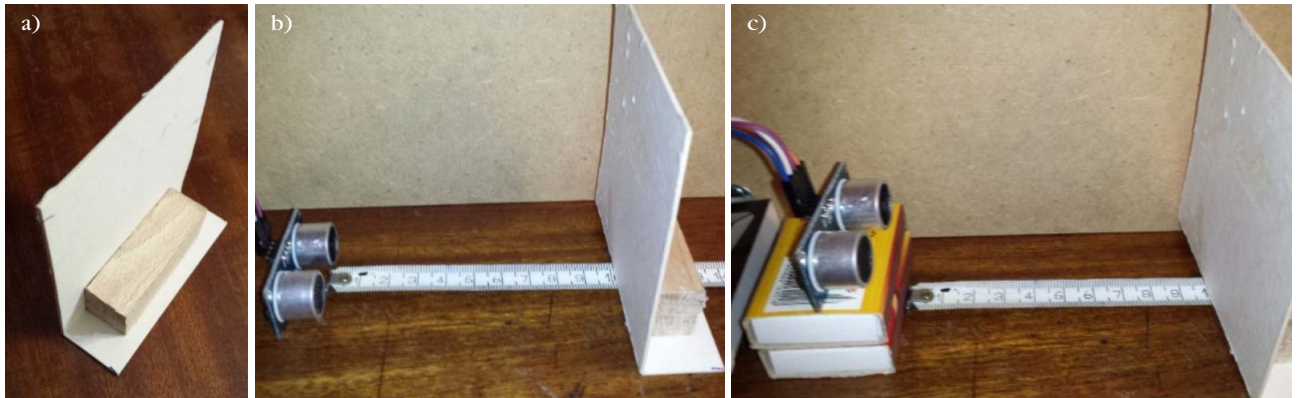
Az ultrahangos távolságmérő modul használatakor – az adott külső körülményeket (hőmérséklet, nyomás, sűrűség, páratartalom) rögzítve tartva – a hangsebesség állandó:

$$\text{hangsebesség} = 2 \frac{\text{távolság}}{\text{mért idő}},$$

a kettes szorzó a hanghullám oda- és visszaverődéséből adódik.

Amennyiben azonos külső feltételek között hibahatáron kívüli, különböző eredményeket kapnánk, az a mérésösszeállítások eltéréseiből eredhetne.

Első mérésorozatomban azt vizsgáltam, függ-e a visszaverődés ideje az érzékelő és az adott távolságban (10 cm) elhelyezett függőleges lap (3.a ábra) egymástól való elhelyezkedésétől. Az egyre magasabbra tett érzékelővel végezve a kísérletet (3.b-c ábra) a jel visszaérkezési ideje gyakorlatilag nem változott. A visszaverő felület és a hullám beérkezési iránya által bezárt szög viszont befolyásolta a mérést. Kis szögeknél az eltérés elenyésző, de körülbelül 10° után jelentős eltérés tapasztalható (az adatlapot figyelembe véve, középvonaltól számítva  $\pm 7,5^\circ$  nyálbszélesség mellett). Sőt, adott távolság esetén 20° felett a visszavert jel már nem jut el a vevőbe, hamis adatokat mér (vagy más felületről többszörös visszaverődés történik, vagy a méréshatáron túli értékek adnak hibát).



3. ábra. a) A mozgatható lap. b–c) Az ultrahangos érzékelő különböző helyzetekben.

A 4. ábrán látható fadobozban – ami precízebben kontrollálható mérést eredményez – elmozdítható függőleges lap (3.a ábra) segítségével különböző távolságokban végeztem méréseket. Az Arduinóra írt program (5. ábra) 1000 időmérést végez. A mérések közötti szünetek hosszának (10–100 ms) változtatása nincs hatással az eredményre. Ha képződik is visszhang, az a mérést nem befolyásolja. A *pulseIn()* függvény által mért időértékeket a soros portra írtam ki, majd egy Excel-táblázatba másoltam, ahol Excel-függvények segítségével meghatároztam az eredmények átlagát, szórását és relatív hibáját. Egyik oldalán nyitott doboz esetén 1,5%, teljesen zárt doboz esetén 0,5% relatív hiba érhető el, függetlenül a mozgatható lap és az érzékelő távolságától. A további méréseket zárt dobozzal végeztem. A távolságot az ultrahangos jeladó érzékelőjétől milliméterben mértem. A doboz teljes, 300 mm belméretén (így biztos, hogy a visszaverő felület merőleges) a jeladó-visszaverő távolság  $\pm 1$  mm pontossággal mérhető. A prog-

4. ábra. Mérődoboz a könnyebb, reprodukálhatóbb mérésekhez.



ram ezen érték felhasználásával a hangsebességet 0,5% relatív hibával határozza meg, amely 20 °C-on megegyezik a *Függvénytáblázatban* szereplő sebességértékkel.

## Hangsebesség hőmérsékletfüggése

Vajon kimérhetjük-e a hőmérsékletfüggést? Ehhez a fadoboz aljára egy DS18B20 típusú hőmérséklet-érzékelőt [9], amely kis mérete miatt a távolságmérést nem zavarta, rögzítettem (6. ábra).

A hőmérsékletet egy második Arduino segítségével a soros porton mértem. Technikai kihívásokat nem részletezve a 7. ábrán látható a kiértékelés képernyőképe. Kihasználva a téli időjárást, fadoboz „termosztátom” az ablakpárkánytól a radiátor tetejéig „állította elő” a szükséges hőmérsékleteket (8. ábra).

5. ábra. A mérő-kiértékelő program.

```
#define echoPin 2
#define trigPin 3
int db=0;

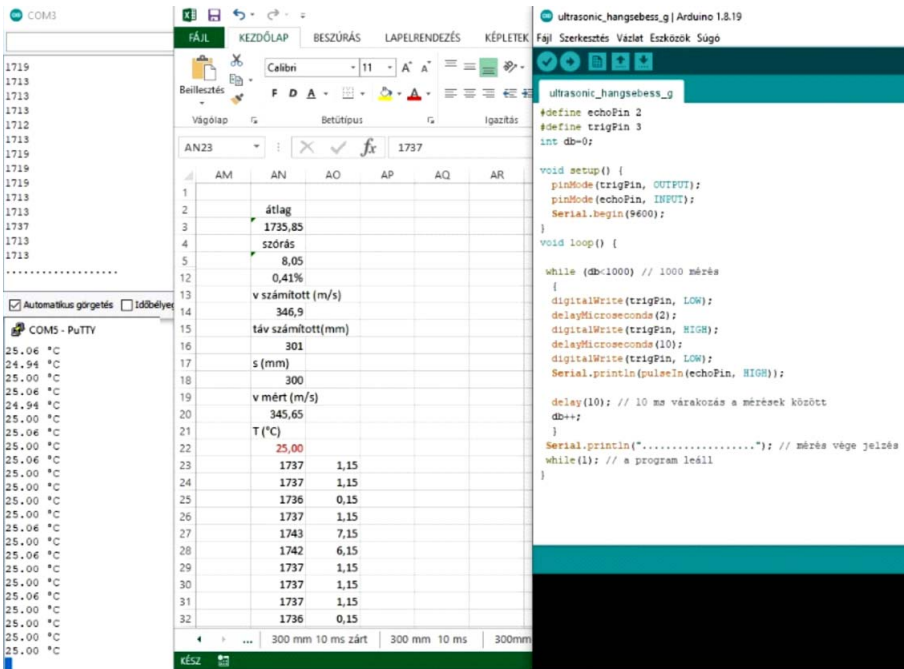
void setup() {
  pinMode (trigPin, OUTPUT);
  pinMode (echoPin, INPUT);
  Serial.begin (9600);
}
void loop () {

  while (db<1000) // 1000 mérés
  {
    digitalWrite (trigPin, LOW);
    delayMicroseconds (2);
    digitalWrite (trigPin, HIGH);
    delayMicroseconds (10);
    digitalWrite (trigPin, LOW);
    Serial.println(pulseIn(echoPin, HIGH));

    delay(10); // 10 ms várakozás a mérések között
    db++;
  }
  Serial.println("....."); // mérés vége jelzés
  while(1); // a program leáll
}
```



6. ábra. A hőmérséklet-érzékelő elhelyezése.



7. ábra. Kiértékelő képernyő a mérés közben.

A méréssorozat relatív hibája 0,5% körül mozgott. Az adatok jól közelítik a képletből számított irodalmi értékeket! A 9. ábra grafikonja az irodalmi érték (lineáris függvény) és mérésem eredményét hasonlítja össze.

### Kimérhető-e az anyagi minőségtől való függés?

Az eredményen felbuzdulva újabb kérdés fogalmazódott meg: mi a helyzet más gázokban?

8. ábra. Az ablakpárkányon hűtött mérőberendezés.



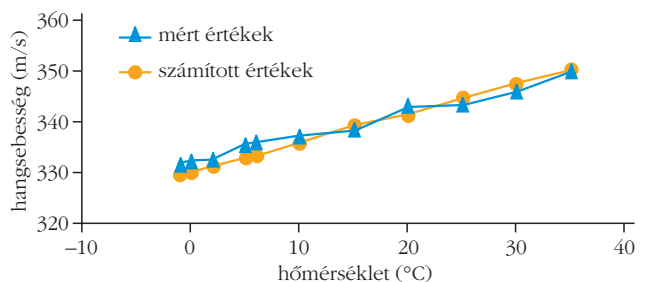
A háztartásban megtalálható gázok/gőzök segítségével is végeztem méréseket. Először – a dobozba vezetett csövön át – a kilélegzett levegőt juttattam a mérőtérbe. A mérés szinte semmilyen változást nem hozott (csak a levegő melegezett csekély mértékben). Ez érthető, hiszen a be- és kilélegzett levegő CO<sub>2</sub>-tartalma 0,04%-ról csupán 4%-ra emelkedett a többi összetevőhöz képest (nitrogén 78,6% maradt, oxigén 20,8%-ról 15,6%-ra csökkent és a vízpáratartalom 1,24%-ra nőtt) [10]. Elő lehetne állítani szén-dioxidot szódabikarbóna és ecet vagy üres szódásüveg és patron segítségével, de egyik sem akadt a kezembe. Esetleg az akvarisztikával foglalkozó boltokban a CO<sub>2</sub> „literszámmra” vehető.

Lássuk, mi van még kéznél! Aceton. A mérőkamrában elhelyezett papírzsombokendőre cseppentve már a zárt fedélen keresztül is érezhető a jellegzetes szag. A mérést elvégezve 0,7 relatív hiba mellett a hangsebességre 322,8 m/s értéket kaptam. Kéznél volt még denaturált szesz is. Szin-

tén a zsebkendő, párologtatós módszerrel 0,42% relatív hibával 340,7 m/s a hang terjedési sebessége. A berendezés jól működik! Tényleg kimérhető, hogy nagy koncentrációjú gőzökben ugyanazon a hőmérsékleten más-más a hangsebesség.

Más anyaggal nem kísérleteztem (a háztartásokban megtalálható veszélyes gázokat-gőzöket, például a klórgázt senkinek sem ajánlom). Sajnos héliumos lufi sem volt kéznél, bár [4] (203. oldal) szerint közel háromszoros értéket lehet mérni.

9. ábra. A hangsebesség hőmérsékletfüggésének mért és irodalmi értékei.



## Hangsebesség folyadékban

Az ultrahangos távolságérzékelő vízhatlan, JSN-SR04T típusú változatát [11] is kipróbáltam. A szembetűnő különbség, hogy csak egy henger alakú érzékelőt találunk, és ezt sem a NYÁK-lemezre ültetve, hanem egy hosszú kábel végére szerelve. A 10. ábrán balra a jeladó-vevő és a hozzá tartozó elektronika, jobbra a korábban már tesztelt modul látható.

Szerencsére a panel lábkiosztása mindkét esetben megegyező és ugyanazt a kiértékelő programot használhattam. Levegőben az előző érzékelővel történt méréssorozathoz hasonló pontosságú méréseket tudtam végezni, de a nagy kérdés, mi a helyzet a folyadékokban?

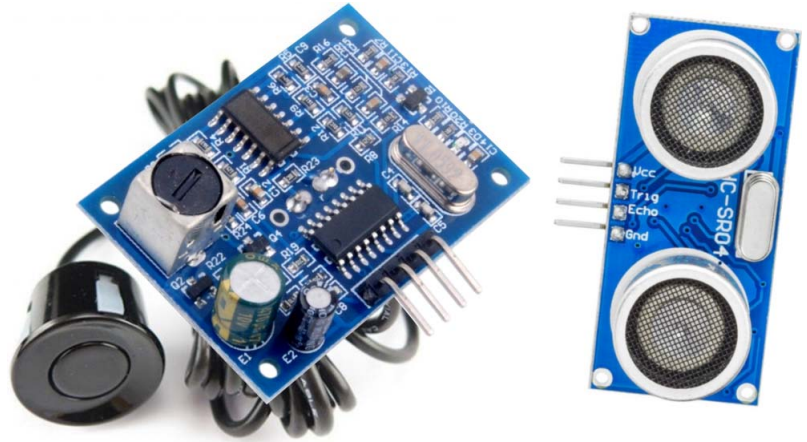
A legkézenfekvőbb közeg a víz. Vízhatlan doboz híján a közeget az ősszel eltett befőttes csomagoló anyagába – befőttes üvegbe öntöttem. A program szépen végezte dolgát, a méréssorozat relatív hibája is a szenzortól elvárt 0,5% körül mozgott. A terjedési sebességre azonban 250 m/s körüli értéket kaptam. Teljes kudarc! A vízben lassabban terjed a hullám, mint a levegőben?! Mit rontottam el? Röpké tanácsatlanság és az összes csatlakozó többszöri ellenőrzése után felrémlett az adatlap [12], amely szerint a mérési távolság „from 25 cm to 450 cm”. A befőttes üveg kicsi (10 cm)! Ezután a méréseket egy 5 literes PET-palackban, 30 cm vízmagasság (ez az érték a doboz-levegő párosításnál bevált) mellett végeztem. Kapott eredmény remek, a hangsebesség 0,5%-os relatív hibával 450 m/s-nak adódott, ami messze elmarad a várt 1400 m/s-hoz képest. Mármost vagy valami új fizikai törvényt fedeztem fel, vagy a mérési elrendezésben van a hiba. Tippem ez utóbbi. Ismét az adatlapot nézegettem, és mérés technikailag próbáltam értelmezni: mit jelent, hogy a legkisebb mérési távolság 25 cm? Természetesen a legrövidebb, még mérhető időtartamra utalhatott a gyártó. Levegőben a jel oda- és visszautazva legalább 50 centimétert kell megtegyen, hangsebességgel ehhez

$$t \geq \frac{2 s_{\text{levegő, min}}}{c_{\text{levegő}}} = \frac{2 \cdot 0,25 \text{ m}}{343 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 0,00145 \text{ s}$$

időre van szüksége, azaz a készülék képtelen 1,5 ms-nál hamarabb visszaérkező jeleket detektálni. Ha a jeladót vízbe tesszük, akkor  $t_{\text{min}}$  idő alatt az ultrahangjel hangsebességgel

$$s_{\text{víz, min}} = c_{\text{víz}} t_{\text{min}} = 1400 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 0,00145 \text{ s} = 2,03 \text{ m}$$

utat tesz meg, ami az oda- és visszaverődésből adódóan körülbelül 1 m távolságot jelent. Írjuk át az adat-



10. ábra. Ultrahangos távolságérzékelők, balra a vízhatlan változat a jeladóval-vevővel és elektronikájával, jobbra a már ismert modul.

lapot, így a levegőben 25 cm legkisebb mérhető távolság vízben 1 méternek felel meg. Hasonló gondolatmenettel a levegőben maximálisan mérhető 4,5 méter távolság a vízben  $18,36 \approx 18,5$  méterre nő.

A méréshez legalább egy méter hosszú víztároló edényre van szükség. Ekkora edényt már nehéz találni, de nem adtam fel! Rövid keresgélés után rátaláltam a 125 cm hosszú fürdőkádra, ami nem csak Arkhimédésznek hozott áttörést, nekem is. A mérés relatív hibája most 5% körüli, de „végre” 1400 m/s közelében mértem a sebességet!

A hangsebesség hőmérsékletfüggésének vízbéli változása nem egyszerű képlet, mint azt az NPL weboldala is mutatja [13]. Több paraméter figyelembe vételével határozzák meg és a függvény nem lineáris. Érdeklődők számára ajánlom a Coppens-egyenletet [14], amely 0% sótartalomra is alkalmazható. Érdekes, hogy tiszta vízben a hang legnagyobb sebességét 74 °C közelében éri el. A sebességértékeket a [4] 204. oldalán is megtaláljuk.

## Összegzés

Egy könnyen kivitelezhető mérőeszköz segítségével házi vagy tantermi körülmények között mérhetjük meg a hang terjedési sebességét, és mutathatjuk ki annak hőmérséklettől, valamint közegtől való függését. A JSN-SR04T szenzor felhasználásával folyadékban is mérhetünk. Egy egyszerűnek tűnő kísérlet, az eszköz elnevezése és az adatlap vezethet bonyodalomhoz is. A kis relatív hiba ellenére mérhetünk pontosnak vélt, de a valóságtól elrugaskodott értékeket. A vízállóság nem feltétlenül jelenti, hogy az eszközt víz alatt lehet/kell használni. Az eszközt nedves, párás környezetben, de levegőben történő távolságmérésre fejlesztették ki, amit némi fizikai, elektronikai ismerettel felvértezve folyadékokban is lehet használni. A mérési eredményeinket minden esetben értelmezzük!

Ha eszközünket az eredeti távolságmérési feladatra kívánjuk használni, akkor különböző hőmérsékletű környezetben figyelembe kell venni a hangsebesség hőmérsékletfüggését.

#### Irodalom

1. <https://cdn.sparkfun.com/datasheets/Sensors/Proximity/HCSR04.pdf> (utolsó letöltés 2022. 12. 11.)
2. <https://docs.arduino.cc/hardware/uno-rev3> (utolsó letöltés 2022. 12. 11.)
3. <https://randomnerdtutorials.com/complete-guide-for-ultrasonic-sensor-hc-sr04/> (utolsó letöltés 2022. 12. 11.)
4. *Négyjegyű függvénytáblázat* (13129/1, ISBN 978-963-19-5703-7)
5. <https://hu.wikipedia.org/wiki/Hangsebesség> (utolsó letöltés 2022. 12. 11.)
6. Holics László, Sükösd Csaba: A hangsebesség hőmérséklettől való függésének kísérleti igazolása. *Fizikai Szemle* 59/10 (2009) 357.
7. Nagy Anett, Papp Katalin: Hangszerek a „semmiből”. *Fizikai Szemle* 59/2 (2009) 64.
8. Németh Viktória, Nguyen Q. Chinh: A Lenz-törvény demonstrálásában használt rézcső méretének hatása a csőben mozgó mágneses testek sebességére. *Fizikai Szemle* 68/11 (2018) 318.
9. <https://lastminuteengineers.com/ds18b20-arduino-tutorial/> (utolsó letöltés 2022. 12. 11.)
10. <https://www.e-gepesz.hu/cikkek/5992-szeloztetes-hatasa-a-szen-dioxid-koncentraciora-lakoepuletekben> (utolsó letöltés 2022. 12. 11.)
11. <https://www.dfrobot.com/product-1503.html> (utolsó letöltés 2022. 12. 21.)
12. <https://www.openbikesensor.org/docs/hardware/general-collective-order/jsn-sr04t-en.pdf> (utolsó letöltés 2022. 12. 21.)
13. <http://resource.npl.co.uk/acoustics/techguides/soundseawater/index.html> (utolsó letöltés 2022. 12. 21.)
14. [http://resource.npl.co.uk/acoustics/techguides/soundseawater/underlying-phys.html#up\\_coppens](http://resource.npl.co.uk/acoustics/techguides/soundseawater/underlying-phys.html#up_coppens) (utolsó letöltés 2022. 12. 21.)

## FRAKTÁLOK ZENÉJE – AVAGY ÉRDEKES JELALAKOK OSZCILLOSKÓPON

Zhang Yu Jie – Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium

Simon Ferenc – Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Természettudományi Kar és ELKH Wigner Fizikai Kutatóközpont

Az oszcilloszkópok a fizikaszertár elengedhetetlen kellei a váltóáramú jelek láthatóvá tételére. A demonstrációk egyik kedvelt tárgya a Lissajous-görbék bemutatása. Lissajous-görbék létrejöhetnek például egy  $x$ - $y$  síkban mozgó inga esetén, amelyből a lengés során homok folyik ki. Az általunk tárgyalt lehetőség: egy kétcsatornás függvénygenerátor jelét oszcilloszkóp két bemenetére helyezve, majd az oszcilloszkópon az  $x$ - $y$  üzemmódot beállítva az 1. ábrán látható jelalakokat kapjuk attól függően, hogy a két csatorna frekvenciája és fázisa miként viszonyul egymáshoz. E kísérlethez a Siglent SDG1025 kétcsatornás vektor-jelgenerátort és Tektronix TBS1042 oszcilloszkópot használtuk.

A cikk elkészültét a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Hivatal támogatta a K137852, a TKP2021-EGA-02, továbbá a TKP2021-NVA-02 és a V4-Japán programok által, valamint a Kulturális és Innovációs Minisztérium a Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium projekt (2022-2.1.1-NL-2022-00004) keretében.



Zhang Yu Jie a Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium 12. osztályos tanulója, általános tantervű tagozaton. Fizikatanárai *Pintér Géza* és *Schrámek Anikó*. A BME „Középiskolás Tudományos Diákköri Konferencia” program keretében végész a BME Természettudományi Karán kutatómunkát. A magyar junior gyorskorcsolya válogatott tagja.

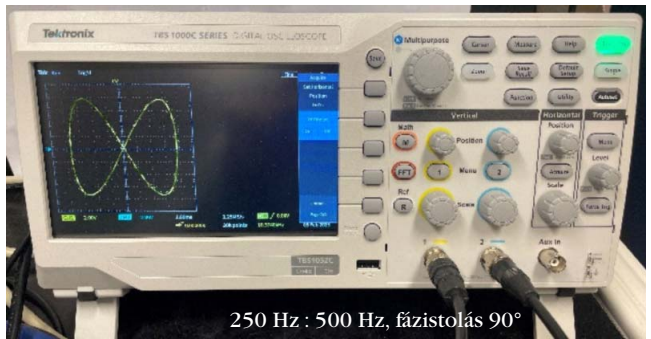
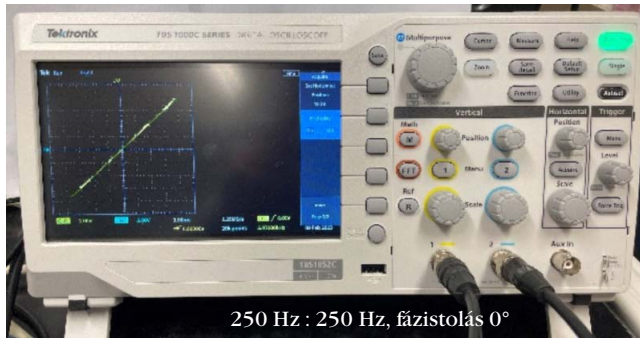
Animált Lissajous-görbéket is előállíthatunk, legkönnyebben úgy, hogy a két csatorna frekvenciája nem azonos, erre mutat egy példát a <https://drive.google.com/file/d/1eVdsku7Gu4wXWNjd7aImUL6dwc-nlSHg/view?usp=sharing> videó (lásd még a QR-kódot). Itt az egyik csatorna frekvenciája 250 Hz, a másiké 501 Hz, a fázistolás pedig  $90^\circ$  volt.



Felmerülhet a kérdés, hogy hasonló módszer segítségével lehetséges-e bonyolultabb jelalakok, akár animációk megjelenítése is az oszcilloszkópon. E kérdésfeltevéshez az inspirációt az adta, hogy a monitorok analóg videojelének átalakításával népszerű videojátékok megjelenítése is lehetséges oszcilloszkópon [2]. Az általunk vizsgált esetekben olyan jelalakot választottunk, ami vektorgrafikusan megjeleníthető, azaz a rajzoló elektronikus „ceruzát” folya-



Simon Ferenc fizikus, egyetemi tanár, a BME TTK dékánhelyettese. Érdeklődési területei: szilárdtest-spektroszkópia, spintronika, kvantuminformáció-elmélet és a fizika népszerűsítése. Legfontosabb eredményei: az itineráns elektronok mágneses rezonancia-jelének felfedezése új fémekben, a spinrelaxáció egyesített elméletének kidolgozása, spinnel nyomjelzett szén-nanocsövek előállítása és triplétt optikai állapotok felfedezése nanocsövekben. ERC és Lendület-pályázat vezetője.



1. ábra. Lissajous-görbék oszcilloszkóp képernyőjéről fényképezve a különböző  $x$ - $y$  csatornára tett frekvenciaarányok és fázistolások függvényében. A mutatott görbék természetesen számítógéppel is szimulálhatók, azonban érdekesebb az oszcilloszkóp képernyőjén látható jelalakokat közvetlenül fényképezni.

matos vonal mentén tudjuk mozgatni. E demonstrációra a fraktálokat, mint érdekes geometriai objektumokat választottuk.

## Fraktálok

A fraktálok önhasonló objektumok, amelyeket önhasonlósági transzformációval hozhatunk létre. A természetben fraktálokat találunk a hegyek vízrajzában, tengerpartok alakján, de akár a fák lombozata, az állatok érzékszerve, tüdeje is fraktálszerkezetet mutat. Ha a diszkussziót olyan fraktálokra szűkítjük le, amelyek vektorgrafikusan kirajzolhatók, akkor ezek a képernyőn a legkényelmesebben a teknőc (*turtle*) grafika segítségével jeleníthetők meg, egy saját magát meghívó, úgynevezett rekurzív algoritmus segítségével. Mi erre a Python programozási nyelvet használtuk. A teknőcgrafika úgy fogható fel, mint egy ceruza, amit a papíron mozgathatunk (fel is emelhetjük, ha akarjuk) és vele két műveletet végezhetünk: az éppen aktuális irányba adott távolságot haladhat, majd e haladási irányhoz képest adott szöggel elforgatva egy új irányt jelölhetünk ki. Természetesen a teknőc aktuális  $x$ - $y$  koordinátája is leolvasható, ezt a későbbiekben igénybe is vesszük.

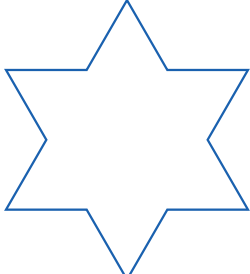
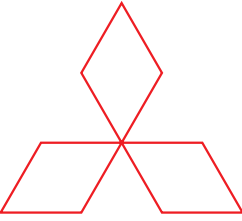
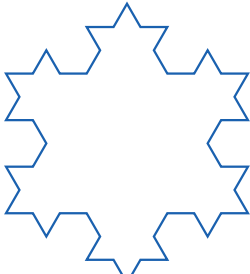
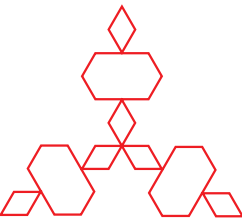
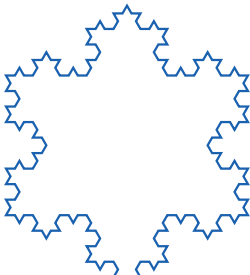
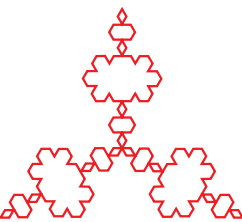
A 2. ábrán két fraktált – az úgynevezett Koch hópolyhet és a Koch anti-hópolyhet – generáló Python-kódot mutatunk. A kódban aláhúzással jelöltük azt a két paramétert, amelyek állításával a fraktál átalakítható. A *sign* paraméter  $-1$  értéke mellett kapjuk az anti-hópolyhet, míg  $+1$  esetén a hópolyhet. A *level*

paraméter az ábrázolás mélységét-szintjét állítja be, az *N* paraméter pedig a fraktál méretét adja meg. A kódban láthatjuk, hogy ennek lényege az önmagát többször, rekurzívan meghívó *triangle* függvény. Egy fraktál elméletben végtelen „mélységig” lenne kirajzolandó, azonban – természetesen – csak néhány véges

2. ábra. Két fraktált – a Koch hópolyhet és a Koch anti-hópolyhet – generáló Python-kód.

```
import math
import turtle
sign = 1
level = 1
def triangle(turtle, size, depth):
    if depth == 0:
        turtle.forward(size)
    else:
        triangle(turtle, size/3, depth - 1)
        turtle.right(60*sign)
        triangle(turtle, size/3, depth - 1)
        turtle.left(120*sign)
        triangle(turtle, size/3, depth - 1)
        turtle.right(60*sign)
        triangle(turtle, size/3, depth - 1)
x_start = -0.5
y_start = -1 / (math.sqrt(3) * 2)
N = 600
turtle.speed(0)
turtle.hideturtle()
turtle.penup()
turtle.goto(x_start * N, y_start * N)
turtle.pendown()
for i in range(3):
    triangle(turtle, N, level)
    turtle.left(120)
turtle.done()
```



hópehely	anti-hópehely	szint
		1
		2
		3

3. ábra. A hópehely és anti-hópehely fraktál kirajzoltatva a 2. ábrán megadott Python-kód segítségével, a fraktálok különböző szintjén, amit a *level* paraméter állít.

lépésig tudjuk megjeleníteni, a 3. ábra ezen lépések mentén történő evolúciót is bemutatja a *level* paraméter változtatása mellett.

## Fraktálok oszcilloszkópon

A fraktálok kirajzoltatását követően, a teknőcgrafikán elégséges azon pontok  $x$ - $y$  koordinátáit kiolvastatni, ahol a teknőc elfordul. Ezen pontok kiolvasásával előáll az a koordinátasereg, amelyet az oszcilloszkóp  $x$ - $y$  üzemmódja segítségével kirajzoltathatunk. A 4. ábra felső része ezeket a jeleket mutatja az idő függvényében, a Python-kódból generálva a teknőc grafika `turtle.pos()` parancsának segítségével.

Az így kapott  $x$  és  $y$  csatornaértékeket letölthetjük egy vektorfüggvény-generátornak (amennyiben ez rendelkezésre áll), ami ezt a jelet időben periodikusan kiadva az oszcilloszkóp képernyőjén fraktálunkat a megadott mélységig kirajzolja. Mi a kísérletekhez Siglent SDG1025 függvénygenerátort használtunk, azonban ez az eszköz kiváltható a számítógép audiókimenetének felhasználásával. Ehhez egy olyan kábelt

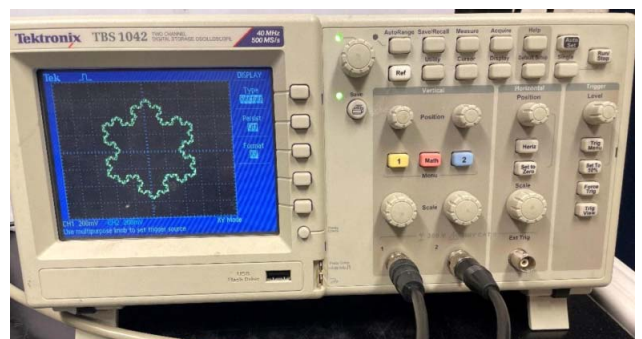
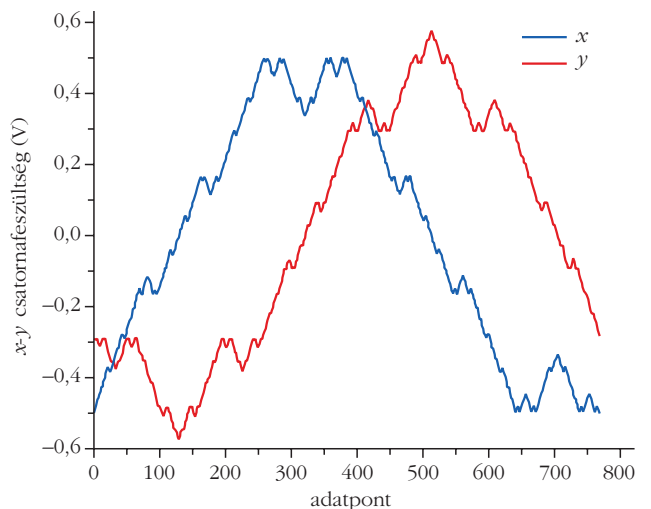
szükséges készítenünk, ami a hangszórókimenet 3,5 mm-es jack kimentéről a jobb és bal oldali hangszórók jelét külön-külön kivezetve az oszcilloszkóp BNC-bemeneteihez csatlakozik. Ezt házilag is elkészíthetjük, illetve ilyen csatlakozó kereskedelmi forgalomban is beszerezhető.

Ezt követően a jobb és bal oldali hangszórók kimeneteit felprogramozhatjuk Pythonban a 4. ábrán látható jelalakok segítségével, a *scipy.io* Python-csomagot használva. Majd az így kapott jeleket megjeleníthetjük az oszcilloszkópon, amit a 4. ábra alsó részén, fényképként mutatunk.

Az audió jelalakoknál felmerül, hogy mekkora a megjeleníthető legnagyobb frekvencia. Az időbeni jelalakokon látható, hogy gyakori váltásokat, ugrásokat tartalmaz. Az audiocsatorna programozásánál meg kell adni azt a legkisebb egységet, „bitrate”-et, amin a változó jeleket látjuk. A tipikus bitrate 44 100 Hz, azaz időben két egymást követő váltás távolsága 22,7 mikroszekundum. Ehhez a Nyquist-tétel alapján 22 kHz-es maximális kimeneti frekvencia tartozik, ami az emberi fül érzékenységi tartományához van közel, ami 20 kHz-ig terjed (elsősorban gyermekeknél). A jelek beprogramozásakor két lehetőségünk adódik:

- a fraktál egyes pontjait a 44 100 Hz-es bitrate-nek megfelelően programozzuk be, majd ezeket ismételjük.

4. ábra. Felül: a teknőcgrafika segítségével kirajzolt „level = 4” hópehelyfraktál  $x$  és  $y$  koordinátpontjaihoz tartozó jelek az idő függvényében. Alul: a fraktál fényképe az oszcilloszkópon.



Például a 3. *ábrán* látható 3-as szintű hópehely fraktál 193 darab pontot tartalmaz, így 4,37 milliszekundumot követően a jelet ismételtetjük, így az audiokimeneten lejátszva olyan hangot kapunk, amelynek alapfrekvenciája 228,5 Hz, ami az A<sub>3</sub> zenei hanghoz közeli.

– másik lehetőség, hogy a fraktál egyes pontjait „kitartjuk”, például 10 pontig, azaz 227 mikroszekundumig, így az alapharmonikus frekvenciáját szabadon változtathatjuk. Erre utal cikkünk címe, ha a jeleket az audiokimeneten hozzuk létre, akár ezek hangját is meghallgathatjuk!

Programmal történő számolás segítségével mozgó fraktálokat (de bármi más animációt) is készíthetünk, akár valós időben programozva az audiokimene-  
tet, akár előre generált hangfájlok segítségével. Az alábbi linkeken egy level 2 – <https://drive.google.com/file/d/1WRXTeOu1MYDsYwBSaqk5EEBCPLB04Li7/view?usp=sharing> – és level 3 – [https://drive.google.com/file/d/1u2QRW0tAEKAjCJTRE\\_gYCPVkuLiZwyob/view?usp=sharing](https://drive.google.com/file/d/1u2QRW0tAEKAjCJTRE_gYCPVkuLiZwyob/view?usp=sharing) – körbeforgó fraktált videóztunk le az oszcilloszkóp képernyőjéről (lásd a QR-kódokat is).



Összefoglalva elmondhatjuk, hogy a fraktálokat és konstrukciójukat informatikai eszközök segítségével is bemutathatjuk, a mi munkánk arra irányult, hogy mily módon lehet ezt kombinálni a hagyományos elektronikával, ami egyben bemutatja az oszcilloszkóp működését is. További érdekes és bonyolultabb animációk oszcilloszkópos létrehozásának csak a diákok képzelete szab határt.

#### Irodalom

1. Wikipedia <https://hu.wikipedia.org/wiki/Lissajous-görbe>
2. Doom on an Oscilloscope (Tektronix 2220), forrás: [https://www.youtube.com/watch?v=OU16lIx\\_pC8](https://www.youtube.com/watch?v=OU16lIx_pC8)

## KASZÁS DEZSŐ (1932–2022)

Elblinger Ferenc  
Szekszárdi Garay János Gimnázium

Az elmúlt év egyik utolsó napján, december 29-én elhunyt *Kaszás Dezső*, a tamási Béri Balogh Ádám Gimnázium egykori legendás tanára. Azt hiszem a fizikatanárok egyre fogyatkozó táborában sokan hallottak róla, de talán kevesen tartották számon őt a legnagyobb fizikatanárok közt. Pedig amikor az 1980-as években megkérdezték *Marx Györgytől*, hogy vannak-e még ma is *Öveges József* utódai, akkor a professzor úr azt válaszolta, hogyne, ketten is, és mindketten Tolnában. Úgy hívják őket, hogy *Jurisits József* és Kaszás Dezső.

Én magam az 1980-as évek legelején találkoztam először vele, még csak éppen megtettem az első lépéseket a fizikatanári pálya felé. Dezsőnek már akkor, egy Nyugatra került tanítványa révén, volt egy Z80-as processzora és egy csomó alkatrésze, amelyekből számítógépet és nyomtatót épített. Tamásiban már akkor futottak számítógépes programok, amikor az első mikroszámítógépek híre éppen hogy elért Magyarországra. 1983-ban, amikor elindult az iskolai számítógépprogram, a Tolna megyei tanárok Tamásiba zárandokoltak a programozás alapjait tanulni. Nála láttam először szup-



*Elblinger Ferenc* 1986 óta tanít fizikát Tolna megyei szakközépiskolákban és gimnáziumokban. 2006 óta a Szekszárdi Garay János Gimnázium tanára. 2000-ben megkapta a Vándorplakettet, 2007-ben az Ericsson-díjat. Az 1990–2000-es években a Fizikatanári Ankét és Eszközbemutatókon több díjat kapott. A 2010-es évektől tucatszámú középiskolai tankönyv és feladatgyűjtemény munkálataiban vett részt.

ravezetést az 1980-as években, és tulajdonképpen nála tanultam meg azt is, hogy miként kell (vagy kellene) kísérletezni a fizikaórán. Már első találkozásaink után tudtam, hogy – a bibliai fordulattal élve – soha nem leszek arra méltó, hogy a saruját megoldjam, és hogy példája végig fog kíséreni pályámon.

Amikor először találkoztunk ő már elmúlt ötven, én még huszonöt sem voltam. Délceg termete, könnyed járása sportos múltra utalt. A nyomóerő függőleges gyorsulás hatására bekövetkező változásaira a síelésből hozott példákat, a kosárlabda és a fizika kapcsolatáról pedig úgy beszélt, mint *Kotek* tanár úr, úgyhogy ezek után már biztos voltam sportolói múltjában. Akkor még nem tudtam, hogy az NB-1-ben kosárlabdázott fiatal korában, edzői végzettsége is volt, és tanítványai nemcsak a fizikában értek el országos eredményeket, hanem a kosárlabdában is. Sőt, 1957-es első letartóztatására is akkor került sor, amikor a tamási gimnázium kosárlabdacsapatával Szekszárdra jöttek játszani.

Az 1990-es évek legelején még élt a régi szakfelügyelői rendszer. Tolna megyében *Jurisits József* volt a megyei szakfelügyelő, és számos hasznos programot szervezett a megye fizikatanárainak. Ezek sorából is kiemelkedett az a tanfolyam, amit Tamásiban tartottak a Béri Balogh Ádám Gimnáziumban. Dezső hat egymást követő hétvégén mutatta meg tanórai, szakköri kísérleteit. Nekem korábban is jó tanáraink voltak, lelkesen tanultam, és akkoriban bűjtam a kísérletekről szóló könyveket. Mégis, már az első foglalkozás után úgy éreztem, hogy eddig szinte semmit nem tudtam arról, miként kell kísérletezni.



Az ifjú Kaszás Dezső (forrás: youtube).

Kaszás Dezső iskoláit Tamásiban kezdte el, majd a pécsi jezsuitáknál tanult. A Pius Gimnáziumot azonban államosították, így az érettségét már Tamásiban tette le. Ezt követően az ELTE-n folytatta tanulmányait matematika–fizika tanári szakon. Itt ismerkedett meg és kötött életre szóló barátságot az ifjú tanársegéddel, Marx Györggyel, aki csak néhány évvel volt idősebb nála. Az egyetemen a tantárgy-pedagógiát *Vermes Miklós* tanította akkoriban. Vele is egész életen át tartotta a kapcsolatot. Amikor Muki bácsi az 1980-as évek végén elkészítette az alternatív gimnáziumi tankönyvsorozatot, akkor annak kéziratát kipróbálásra Tamásiba, Dezsőnek is elküldte. Az egyetemi évei alatt nem csak az ELTE oktatóitól tanult, átjárt a Műegyetemre is *Gombás Pál* előadásait hallgatni. A legnagyobbaktól való tanulás vágya elkísérte egész életében, és szinte szenvedélyesen kereste az alkalmakat, hogy a fizika nagyjaival beszélgethessen. Még olyan idegenbe szakadt hírességekkel is volt alkalma eszmecserére, mint *Lánczos Kornél*, *Kürti Miklós* vagy *Teller Ede*. Élete alkonyán némi elégedettséggel mesélte, hogy csak *Simonyi Károly*val maradt el a vágyott találkozása.

Az egyetemen 1955-ben végzett. Akkoriban a tanárszakosokkal szemben az elvárás az volt, hogy egy-két évet töltsenek el vidéki iskolában. Marx György az egyetemi bennmaradáshoz ajánlott segítséget. Sportegyesülete is ragaszkodott ahhoz, hogy a fővárosban maradjon. Ő azonban úgy döntött, nem használja ki ezeket a kikapukat, és amikor felcsillan annak lehetősége, hogy szülővárosába, Tamásiba térhet vissza, örömmel ment, a néhány hónapos kötelező katonaszkodás után.

Nagy lendülettel kezdte el a fizikaszertár fejlesztését, és a kosárlabdacsapat edzője is lett. Azután jött 1956 októbere. A városi gyűlésen elszavalt egy Sík Sándor-verset, majd beválasztották a helyi Nemzeti Forradalmi Tanácsba. A harcostársaival a körülzárt Budapestre vittek élelmiszert. 1957-ben, a már említett szekszárdi kosárlabda-mérkőzés előtt letartóztatták. A szekszárdi fogdából még néhány nap után engedték, de hamarosan hosszas vizsgálati fogságba

került. Öt hónapig volt internáló táborban és börtönben, míg végül felmentették. Büntetésül azonban elbocsátották a gimnáziumból, és Tolna megye legkisebb, még gimnáziummal rendelkező településére, Gyönkre „száműzték”. Gyönkőn nem maradt azonban sokáig, mert a dombóvári gimnázium igazgatója el tudta intézni, hogy saját iskolájába kerüljön a tehetséges, fiatal tanerő. Dombóváron komoly sikereket ért el a kosárlabdacsapattal, kétszer országos döntőbe vezette a gimnázium csapatát, és az itt eltöltött négy év alatt szerezte meg edzői diplomáját is a Testnevelési Főiskolán.

1962-ben visszakerülhetett szeretett szülővárosába, Tamásiba. A helyi szülőkörű pártvezetés azonban gondoskodott róla, hogy még évtizedekig tartson megbélyegzése és megalázása. Tamási környéke ma sem tartozik az ország legfejlettebb vidékei közé, akkoriban még kevésbé volt az. Másmilyen karrierlehetőséget kínált ez a vidék, mint egy fővárosi elitgimnázium, nem is beszélve az ország első egyeteméről, az 1955-ben még felcsillanó lehetőségről. Úgy gondolom, hogy a személyes indítatáson és a politikai megbélyegzésen túl ez a vidéki lét is a fizikaszertár elefántcsonttornya felé terelte az életutat.

Gyakorlatilag iskolai pénzforrások nélkül az ország egyik legjobbjává fejlesztette a szertárt, ahol sokat dolgozott. „Én nem szívesen beszélek arról, hogy naponta 10 órát dolgozom, mert nekem ez a passzióm. Nem érzem tehernek és fáradtságnak, mert akkor lennék elkeseredve, ha nem ezt csinálnám” – mondta egy későbbi visszaemlékezésében. A saját munkáján kívül a tanítványok adománya, helyi mesteremberek és cégek segítsége, valamint szakmai kapcsolatok révén gyarapodott ez a szertár. Különösen az atomfizikai eszközpark lett nagyon gazdag, amiben nagy szerepe volt, hogy sikerült megszereznie az állatorvosi egyetem leselejtezett radiológiai laboratóriumának berendezéseit, amit azután felújított és karbantartott. Compton-szórást én nem láttam az egyetemi tanulmányaim alatt, de Dezsőnél Tamásiban igen. Csernobil idején pedig az egész város várta eredményeit, mert mindenki jobban bízott az ő méréseiben, mint az országos tájékoztatásban. (Egyébként az átlagos háttérsugárzás csupán másfélszeresét mérte akkoriban.) Egy tamási pincében mért radonszintje pedig országosan is kiemelkedő volt. Az atom- és magfizika iránti elkötelezettsége számos más területen is megnyilvánult. 1987-ben nukleáris tanári diplomát szerzett. Tagja volt a Nukleáris Társaságnak is, annak tanári tagozatában aktív munkát végzett. A Szilárd Leó Verseny versenybizottságának is tagja volt, akárcsak a Fizika-tanári Ankétok eszközbíráló bizottságának.

Tamásiban rang volt a szertárban dolgozni a tanár úrral. A legjobb diákok a szabadidejüket is a szertárban töltötték, oda szabad bejárásuk volt. Dezsőnél

láttam azt a módszert is, hogy a szertár egy-egy eszközét arról a diákról nevezte el, aki tevékenyen részt vett annak elkészítésében. De nemcsak a fizikaszertárban tevékenykedett. Számos más foglalkozást is tartott, különösen fiatalabb éveiben: a rádióépítő, fotós, néptáncos, turisztika- és kosárlabdaszakkört is vezetett, sítáborokat szervezett, de volt egy-két év, amikor az irodalmi színpadot is elvállalta. „Az egész életformám olyan, hogy nem alakítottam ki az otthoni életritmust. Ami érdekel, az az iskolához köt, és minden, amit csináltam, az iskolához tartozik” – nyilatkozta egyszer. Nem véletlen, hogy későn nősült, későn alapított családot. Felesége biológiai-kémia szakos volt, megyei szakfelügyelő.

Viszonylag fiatalon elhunyt, Dezsőre két évtizedes özvegyiség várt. Az országos elismeréseket is későn kapta meg. A Mikola-díjat túl a hatvanon, 1994-ben, az Ericsson-díjat 2005-ben, 73 éves korában. A Rátz Tanár Úr Életműdíj pedig örökre elkerülte, ami néhányunk nagy közös felelőssége.

67 évesen vonult nyugdíjba, de óraadóként még 75 éves koráig tanított a gimnáziumban. Összesen 52 évet töltött a katedrán. 2021-ben a vasdiplomáját is átvette. Nyugdíjas éveiben is aktív résztvevője maradt Tamási kulturális életének. Akár *Würtz Ádám*ról, akár Vas Gereben fájáról kellett előadást tartani, a város biztosan számíthatott Dezső széleskörű műveltségére. 2007-ben Tamási díszpolgára lett, a vele való beszélgetések és a tőle kapott dokumentumok alapján életrajzát is megírták (Örményi János: *Kaszás Dezső Tanár Úr*. Tamási, 2007).

## A Kaszás Dezső-féle Cartesius-búvár

Fizikatanári rátermettségét egyetlen eszközön szeretném bemutatni. Felidézem, hogy miként kísérletezett a Cartesius-búvárral az 1990-es évek legelején.

A Cartesius-búvár évszázadok óta a kísérletezés egyik népszerű eszköze. Az interneten számos variációban láthatjuk, napjainkban főleg pillepalackkal. A régi, hagyományos, üveghengeres, gumisapkás, kémcsöves megvalósítása már visszaszorulóban van, de azért erre is számos példát látunk. Dezső variációja már sokkal ritkábban fordul elő, és egyetlen egy sem tartalmaz annyi kreatív elemet, mint az övé.

A Kaszás Dezső-féle Cartesius-búvárt egy magas, legalább 1 m-es mérőhengerben készítsük el. Alapértelmezésben nincs gumisapka a tetején, de azt is rá tudunk illeszteni. A benne fejjel lefelé úszó, levegőoszlopot tartalmazó, hosszabb kémcső alján pedig egy szélesebb acélszalag van körbetekerve. A precíz beállítást a kémcső külső falára húzott rézgyűrűvel, lovasokkal lehet elérni. Az acélszalag révén a kémcső úszási mélysége egy erős mágnessel kívülről szabá-



Kaszás Dezső 2021-ben (kép: infotamasi.hu).

lyozható. Precíz beállítással elérhető, hogy egy bizonyos határmélységnél a búvár szinte lebegjen. A határmélység felett a búvár fölfelé indul, alatta pedig lefelé. A jelenség magyarázata nyilván az, hogy a vízoszlop hidrosztatikai nyomása hozzáadódik a külső légnyomáshoz, és ha a kémcsőben lévő levegőt kellő nyomás éri, akkor annak térfogata olyan mértékben összenyomódik, hogy a beáramló vízzel megnövekvő átlagsűrűsége révén merülni kezd. Dezső szerint egy ilyen érzékenyen beállított Cartesius-búvárral akár 16 fizikai törvényt, jelenséget is szemléltethetünk. Ezek a következők:

1. Pascal-törvény
2. Boyle–Mariotte-törvény
3. Arkhimédész-törvény
4. Hidrosztatikai nyomás
5. A dinamika alaptörvénye
6. Közegellenállás
7. Impulzusmegmaradás
8. Felületi feszültség
9. Rezgőmozgás
10. A gázok állapotegyenlete
11. Teljes visszaverődés
12. Fénytörés
13. Gázok oldódása vízben
14. Légnyomás magasságfüggése
15. Viszkózitás
16. Forgatónyomaték

Az első négyhez nem kell kommentár.

5. A dinamika alaptörvényét Dezső a következőképpen mutatta be. A búvárról először levette az összes lovas. Az erős mágnessel levitte a henger aljára. A mágnest eltávolítva a búvár gyorsulva emelkedett felfelé. Amikor a búvárt megterhelte néhány lovasal, akkor jól érzékelhetően kisebb gyorsulással indult el.

6. A közegellenállás is rögtön szembeütő volt, hiszen a pár centis út után mozgása már fékeződött. Még szemléletesebbé vált akkor, amikor egy kis csonkakúp alakú műanyag „szoknyácskát” húzott a búvárra, ráadásul ezt kétfajta módon lehetett megtenni: „konkáv és konvex” helyzetben is.

7. Az impulzusmegmaradás is egyszerűen működött. Egy lovasokkal megfelelően megterhelt bűvár a henger alján pihen. Az egész hengert 1-2 cm-re megemelve, majd lejtve, a bűvár máris emelkedett, és akár a határmélységen is túljutva a felszínre tört.

8. A felületi feszültséggel kapcsolatos számos jelenség is egyszerűen megfigyelhető, de Dezsőnek ezzel kapcsolatban is volt egy nagyon látványos kísérlete. A bűvárra egy drótból hajlított karikát húzott. Különböző tömegű lovas kipróbálásával elérhető volt, hogy a bűvárra ráhúzott karika a felületi hárttyát alulról kidomborítsa, de ne szakítsa át. Azonban egy csepp étert cseppentve a vízre a hárttya átszakadt.

9. A rezgőmozgást egy úszásra beállított bűvárral mutatta be, amit alulról indított a mágnes segítségével. A vízfelszín fölé emelkedő bűvár erősen csillapodó rezgőmozgást végzett, amelyről megmutatható, hogy rezgése harmonikus is.

10. A gázok állapotegyenletének speciális esetét, a Boyle–Mariotte-törvény már képviselte, de Dezső egy merülőforralóval melegítve a vizet újabb állapotváltást is létre tudott hozni.

11.–12. A fénytörés és a teljes visszaverődés számos jelensége megfigyelhető a bűvár környezetében. Egy egyszerű lézerpointerrel ez ma még látványosabb lenne, Dezső akkoriban még egy He-Ne lézert használt, amivel ez némileg körülményesebben ment.

13. A gázok oldódása vízben hosszabb megfigyelés eredményeként észlelhető a bűvárban lévő levegőréteg hosszváltozásaként.

14. A határmélység nagyon érzékeny a külső körülmények, különösen a légnyomás változására. Ezért, ha az alagsorban, majd utána az épület emeletén gondosan megvizsgáljuk a határmélységet, a különbség világosan kimutatható.

15. A viszkozitás szerepének bemutatásához a víz egy részét kis szivornyával leszívta, azt glicerinnel helyettesítette.

16. A forgatónyomaték tanulmányozásának céljából a bűvárt alkotó kémcső végébe dugót illesztett. A dugón két furat volt, ezekbe derékszögben meghajlított kis fűvókákat illesztett Segner-kerékhez hasonlóan. A felemelkedő bűvár a kiáramló víz hatására forgásba jött. Érdekes viszont, hogy a süllyedő bűvár nem.

A Cartesius-bűvárhoz számos feladatot kapcsolt. Régóta ismert a már általunk is említett probléma, annak igazolása, hogy az úszó és rezgésbe hozott bűvár mozgása harmonikus rezgés. A határmélység számolásával kapcsolatban is készített feladatot, ami hasonló volt ahhoz, amelyet a diákok az OKTV 2021/22-es 1. fordulójában kaptak az I. kategóriában. A bűvár induló gyorsulására és számos más problémára is volt feladata, de talán a legkreatívabb az volt, amikor arról kellett ötletelnünk, hogy egy mérőhenger alján lévő bűvár miként kényszeríthető felemelkedésre a mágnes használata nélkül. Ma már csak néhány módszerre emlékszem, és olvasóink elgondolkodhatnak rajta, hátha az általam felidézettekén kívül más is eszükbe jut:

1. Szívjunk le megfelelő mennyiségű vizet a mérőhengerből!
2. Tegyük gumisapkát a hengerre, és azt csippent-sük felfelé!
3. Fújjunk el nagy erővel a henger szája felett!
4. Egy hurkapálcával keverjük meg a vizet!
5. Egy merülőforralót juttassunk a henger aljára és azt kapcsoljuk be!
6. Ejsük le a hengert kis magasságból!
7. Öntsünk a hengerbe glicerint!

## HÍREK – ESEMÉNYEK

# HÍRÜNK A NAGYVILÁGBAN

A *Fizikai Szemlében* megjelent cikkekre alig szoktak hivatkozni, különösen ritkán esik ez meg angol nyelvű írásokban. Nemrégiben mégis megtörtént e „csoda”, mégpedig az arXiv:2304.00580 számú preprintben. Ez önmagában is nagy szó, ráadásul a szerző a 2021. évi Nobel-díjas *Giorgio Parisi*, aki cikkében a Nobel-díj átadásán elhangzott előadását írja le bővített formában. A preprint [165] számú hivatkozása *Kondor Imre (Fizikai Szemle, 71. évfolyam, 365–368. oldal)* írására vonatkozik. Ezzel kapcsolatban írja Parisi: „So I would like to conclude with a quote from my friend Imre Kondor, who asserts that the loss of complexity is dan-

gerous, and recall the warning attributed to a great nineteenth-century historian, Jacob Burckhardt, who studied political and social processes in depth: *The denial of complexity is the essence of tyranny* [165].” (Egy Kondor Imre barátomtól származó idézettel szeretnék zárni, aki azt állítja, hogy a komplexitás elvesztése veszélyes, és felidézi a politikai és társadalmi folyamatokat behatóan tanulmányozó nagy, 19. századi történész, *Jacob Burckhardt* figyelmeztetését, hogy a *komplexitás tagadása a zsarnokság lényege* [165].)”)

Ezúton is gratulálunk Imrének, akinek idézett cikke a *Szemle* 2021. évi Nívódíját nyerte el.

2023. január 9-én, 95 éves korában elhunyt *Karl Alexander (Alex) Müller* (1927–2023), svájci fizikus. A szupravezetés történetének egyik legfontosabb alakjaként tartják számon. 1986-ban felfedezte a magas hőmérsékletű szupravezetést a réz-oxid alapú kerámiákban. Ezért egy évre rá vegyész kollégájával, *George Bednorz*-cal fizikai Nobel-díjjal tüntették ki őket.

Felfedezése miért volt mérföldkő? A szupravezetés egy olyan fizikai jelenség, amelyben egy fém elektromos ellenállása a  $T_c$  kritikus hőmérséklet alatt nullára esik. A jelenséget *Heike Kamerlingh Onnes* 1911-ben higanyban 4,2 K-es  $T_c$ -vel fedezte fel (Nobel-díj, 1913). A nulla ellenállás a Cooper-párokként ismert kötött elektronpárok kialakulásának köszönhető. Ezt a párosítást az elektronok közötti vonzó kölcsönhatás okozza, amelyet a hagyományos szupravezetőkben a fononok közvetítenek. Ez az erő nagyon enyhe, és az elektronpárokat a gyenge termikus rezgések is szétörthetik, véges ellenállást eredményezve. Ezért a jelenség csak alacsony hőmérsékleteken figyelhető meg. A részletes magyarázatot *John Bardeen*, *Leon Neil Cooper* és *John Robert Schrieffer* adták meg, és BCS-elméletként ismert (Nobel-díj, 1972). Az elméleti megfontolások 30 K-t jósoltak a  $T_c$  felső határára, és a tapasztalatok ezt meg is erősítették: a legmagasabb kritikus hőmérséklet 23 K volt az 1973-ban felfedezett  $Nb_3Ge$ -ben.

A szupravezetés megfigyeléséhez és az alkalmazásokban történő felhasználásához a szupravezető anyagokat drága cseppfolyós héliummal kell lehűteni. A magasabb  $T_c$  elérése – az elektromos áram energiavesztés nélküli szállítására, vagy nagy mágneses terek létrehozására (drága kriogén folyadék használata nélkül) – folyamatos erőfeszítések tárgyát képezte a kutatók körében. Az egyik ilyen kutató Alex Müller volt, aki az üvegplafont, a  $T_c$  felső határát akarta áttörni.

Az új szupravezetők felfedezésére már létezett egy „receptkönyv”, amelyet *Bernd Matthias*, egy amerikai-német fizikus fogalmazott meg, aki több száz új (alacsony hőmérsékletű) szupravezetőt készített. Javasatai a következők voltak: maradj távol az oxigéntől, maradj távol a mágneses anyagoktól, maradj távol a szigetelőktől és főleg maradj távol az elméleti fiziku-



Alex Müller George Bednorz-cal 2014 tavaszán (fotó: René Rius).

soktól. Alex Müller csak az utolsó tanácsot fogadta meg. Sokszor ki is gúnyolták, mondván, hogy milyen ostoba ötlet magas hőmérsékletű szupravezetést keresni a félvezető, mágneses oxidokban! Ő azonban nem sokat törődött ezen szurkálódásokkal, csak a kísérleti adatokkal foglalkozott. Szilárdan hitt abban, hogy ez a réz-oxid család képes polaron-kölcsönhatással közvetített magas hőmérsékletű szupravezetést mutatni. Sikerült meggyőznie George Bednorz fiatal vegyészt, hogy csatlakozzon erőfeszítéseihez.

Bejött nekik: 1986-ban 35 K-en szupravezetést figyeltek meg  $La-Ba-Cu-O$ -ban, ami 50%-kal volt magasabb, mint az addigi csúcstartó  $T_c$ -nél. Ez mindenkit váratlanul ért, földcsuszamlásnak számított a tudományos közösségben. Hamarosan más laboratóriumokban is reprodukálták az eredményt, sőt, az összetélt némileg megváltoztatva 90 K-es  $T_c$ -t is elértek  $Y-Ba-Cu-O$ -ban. A felfedezést követő fizikuskonferencia az Amerikai Fizikai Társaság 1987. márciusi találkozója volt New Yorkban. 18-án este a hivatalos programon kívül egy *ad hoc* ülést szerveztek 51 előadással, amely másnap hajnalig tartott, és a „fizika Woodstockja”-ként került a köztudatba. A résztvevők izgalma leírhatatlan volt. Ezt követően sok-sok helyre eljutott a szupravezető láz, így hazánkba is (Budapest, Debrecen). Napjainkban ugyanebben az anyagcsaládban a legmagasabb  $T_c$ -t (légköri nyomáson) 135 K-en  $Hg-Ba-Cu-O$ -ban figyelték meg.

Alex Müller felfedezésének hosszú távú következményei vannak. Az alkalmazási lehetőségeknek köszönhetően számos országban komoly beruházások történtek a kísérleti szilárdtest-fizikában, az anyagcsaládok széles spektrumában felvirágoztak a kutatások. Fülledn, magnézium-diborid, kobaltát, pniktid szupravezetőket fedeztek fel, a manganitok vizsgálata is nagy jelentőséget kapott. Sőt, egy új-zélandi cég,  $Bi-Sr-Ca-Cu-O$  szupravezető mágnessel már ipari termékeket is készít. Ami az elméleti kutatást illeti, továbbra is uralkodik az a meggyőződés, hogy az anyagok ezen osztályában, ahol mágneses háttér van és erős Coulomb-kölcsönhatások, a szupravezetés nem írható le a BCS-elmélettel. Ennek



Forró László tanulmányait Szabadkán (gimnázium), az ELTE-n (fizikus szak), Párizsban és Zágrábban (doktori fokozatok) végezte. Több külföldi tanulmányút után a Lausanne-i Műszaki Egyetemen (EPFL) dolgozott 30 évet. 2021-től a University of Notre Dame professzora (Egyesült Államok) és a Stavropoulos Center for Complex Quantum Matter igazgatója.



Karl Alex Müller és Forró László egy konferencia szünetében.

következtében számos elméleti modellt fejlesztettek ki és még jelenleg is dolgoznak rajta, mert a szupravezetés mechanizmusa még mindig nyitott.

Volt szerencsém személyesen is ismerni Alexet. 1991-ben találkoztunk először egy helyi konferencián, amikor Svájcba érkeztem az Egyesült Államokból. Miután bemutattam a *Mibály László* Stony Brook-i labo-

ratóriumában Bi-Sr-Ca-Cu-O-n szupravezetón nyert optikai és alagútspektroszkópiai adatokat, odajött hozzám, mondván hogy „Monsieur Forró, nagyon érdekes, amit csinál”. Jól esett az elismerése. Valahányszor meglátogatta az EPFL-t ahol dolgoztam, mindig találkoztunk. Az elektronspin-rezonancia szakértőjeként (ez volt az első kísérleti technikája a genfi Battelle Memorial Institute-ban) nagyra értékelte a *Jánossy András* segítségével épített nagyon magas frekvenciájú ESR spektrométeremet. Továbbá, ő volt az első plenáris előadó a Dubrovnikban rendezett *A szilárdtest-fizikától a biofizikáig* című konferenciasorozatomon, amelyre Jaguarjával érkezett Zürichből. Az egyik vacsora utáni összeövetelünkön a szálloda teraszán, az Adria csillogó vizére néző kilátással, a napjainkban nagy sebességgel történő kutatásról beszélgettünk. „Néha ez egy agárversenyhez hasonlít, amelyben a jól képzett kutyák örülten futva üldöznek egy münnyulat a körpályán.” – mondta. Amikor ő kezdte a kutatást, már nem volt túl fiatal, nem volt gyors se, de az igazi nyúl szaga az orrában volt, amit kitaróan és meggyőződéssel üldözött. Rendkívüli tudós volt.

## KITÜNTETÉSEK MÁRCIUS 15. ALKALMÁBÓL

### Széchenyi-díjat kapott

KAMARÁS KATALIN fizikus, kutatóprofesszor, a Magyar Tudományos Akadémia rendes tagja az infravörös spektroszkópia szilárdtest-fizikai alkalmazásainak fejlesztése és hazai meghonosítása érdekében végzett iskolateremtő tevékenysége elismeréseként.

### Magyar Érdemrend tisztikeresztjét kapták

HÓZER ZOLTÁN hőfizikus-mérnök, a Magyar Tudományos Akadémia doktora, az Eötvös Loránd Kutatási Hálózat Energiatudományi Kutatóközpontja Fűtőelem és Reaktoranyagok Laboratóriumának vezetője a nukleáris biztonságtechnika területén, főként a fűtőelemek biztonságosabb felhasználhatóságával kapcsolatban végzett kutatásai, valamint több évtizedes oktatói és tudományos közéleti tevékenysége elismeréseként.

NÉDA ÁRPÁD fizikus, a kolozsvári Babeş-Bolyai Tudományegyetem nyugalmazott rektorhelyettese az erdélyi magyar nyelvű felsőoktatás kiépítése és megszilárdítása érdekében végzett felelősségteljes munkája elismeréseként.

### Magyar Érdemrend lovagkeresztjét kapták

BODA DEZSŐ fizikus, a Magyar Tudományos Akadémia doktora, a Pannon Egyetem Mérnöki Kara Természettudományi Központjának igazgatója, egyetemi tanár az egyetem fejlesztéséhez és jó hírvének erősítéséhez, valamint a tudományos utánpótlás neveléséhez is hozzájáruló, magas színvonalú kutatói-oktatói munkájáért.

REMÉNYI GYÖRGY IMRE fizikus, az Université Grenoble Alpes emeritus kutatója, a Franciaországi Magyarok Országos Szövetségének elnöke, a Nyugat-Európai Országos Magyar Szervezetek Szövetségének elnökségi tagja a Franciaországban, különösen Lyon és Grenoble környékén élő magyarok nemzeti identitásának megőrzésért és hagyományainak ápolását szolgáló tevékenységéért.

### Magyar Arany Érdemkeresztet kapott

GURIN PÉTER fizikus, a Pannon Egyetem Mérnöki Kara Természettudományi Központjának docense lelkiismeretesen végzett, szerteágazó oktatási tevékenységéért, valamint a hazai kutatói, oktatói és szakmai utánpótlás biztosítását szolgáló tehetséggondozó munkájáért, illetve tudományos egyesületekben vállalt szerepéért.

Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: [elft@elft.hu](mailto:elft@elft.hu)

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtítká, felelős szerkesztő Igloi Ferenc főszerkesztő.

Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.

Nyomdai előkészítés: Kármán Stúdió, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.

Terjesztő az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulathoz vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyezményen.

Megjelenik havonta (évente egyszer duplaszámmal), egyes szám ára: 1200.- Ft (duplaszámé 2400.- Ft) + postaköltség.

**HU ISSN 0015-3257** (nyomtatott) és **HU ISSN 1588-0540** (online)

# MAGYAR TUDÓSOK ÉS MŰVÉSZEK SZÜLŐHÁZA

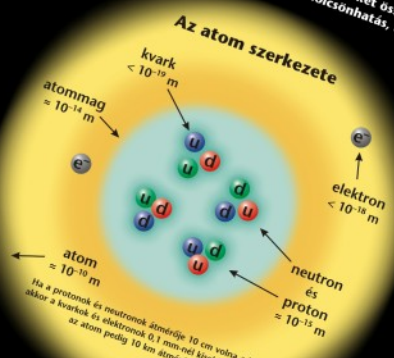
- akik Nyugaton alakították a 20. század történelmét és kultúráját

## Z ELEMI RÉSZECSKÉK ÉS ALAPVETŐ KÖLSÖNHATÁSOK

### Standard Modellje

Az elemi részecskékre és alapvető kölcsönhatásokra vonatkozó jelenlegi legpontosabb ismereteinket összegzi a Standard modell, amely az erős és egyesített elektromágneses kölcsönhatások elmélete. A gravitáció, jóllehet alapvető kölcsönhatás, nem része a Standard modellnek.

leptonok (spin = 1/2)	tömeg GeV/c <sup>2</sup>	elektromos töltés
elektron	0,000511	-1
muon	0,106	-1
tauon	1,7771	-1



### Bozonok - a kölcsönhatások közvetítői, spinjük: 0, 1, 2...

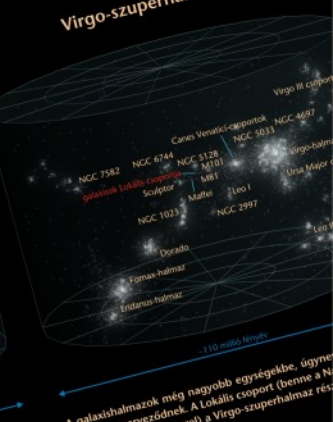
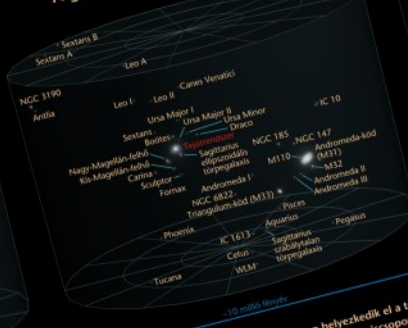
erős - a kölcsönhatások közvetítői, spinjük: 0, 1, 2...	erős	elektromágneses	gyekek
jel/név	tömeg GeV/c <sup>2</sup>	elektromos töltés	spin (spin = 1)
gluon	0	0	1
photon	0	0	1
Higgs-bozon	125,1	0	0

### A kölcsönhatások tulajdonságai

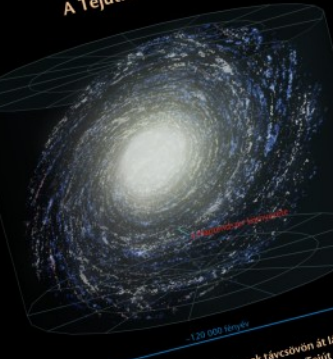
kölcsönhatás	erős	elektromágneses	gyekek
erős	1	1/137	1
elektromágneses	1/137	1	1
gyekek	1	1	1

## HELYÜNK A VILÁGEGYETEMBEN

### A galaxisok Lokális csoportja



### A Naprendszer környezete



A szabad szemmel látható csillagok - a Tejútrendszer tagjai. A Tejútrendszer spirális galaxis: a csillagok zöme a csillagközi anyag nagy részével együtt spirális karok mentén tömörül. Becslések szerint a Tejútrendszer 200 milliárd csillag alkotja.

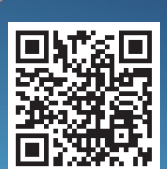
A galaxisok túlnyomó többsége nem elszórtan helyezkedik el a térben, hanem csoportosulva. Néhány tucat tagból állnak a galaxiscsoportok, és több száz vagy akár ezer tagja is van a galaxis-halmazoknak. A Tejútrendszer a Lokális csoporthoz tartozik körülbelül 60 ismert galaxisal együtt. E csoport meghatározó tagjai a Tejútrendszer spirális csillagködje (M31) és a Triangulum-kód (M33) - mindhárom spirálisgalaxis. Melléklettel számos szabálytalan és ellipszoidális törpegalaxis alkotja a Lokális csoportot.

A galaxis-halmazok még nagyobb egységekbe, úgynevezett szuperhalmazokba szerveződnek. A Lokális csoport (bentebb a Tejútrendszerrel) a Virgo-szuperhalmaz részét képezi.

## POSZTEREINKET KERESD A FIZIKAISZEMLE.HU MELLÉKLETEK MENÜPONTJÁBAN!

- a légkör által elnyelt **77 W/m<sup>2</sup>**
- a felszín által visszavert **23 W/m<sup>2</sup>**
- infravörös kisugárzás **239,7 W/m<sup>2</sup>**
- légköri ablak **40 W/m<sup>2</sup>**
- felhők által kibocsátott **170 W/m<sup>2</sup>**
- a légkör által elnyelt **358 W/m<sup>2</sup>**

A poszterek szabadon letölthetők, kinyomtathatók és oktatási célra, nonprofit felhasználhatók. Kereskedelmi forgalomba nem hozhatók, változtatás csak a Fizikai Szemle engedélyével lehetséges. A kirakott poszterekről fényképet kérünk a szerkesztok@fizikaiszemle.hu címre.



láten...  
(haln...  
változ...