

fizikai szemle

2022/12

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.

Támogatók: a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya, az Emberi Erőforrások Minisztériuma, Nemzeti Kulturális Alap

**Főszerkesztő:
Lendvai János**

Szerkesztőbizottság:

Bíró László Péter, Bokor Nándor, Czitrovszky Aladár, Füstöss László, Gyürky György, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Ormos Pál, Pálfalvi László, Papp Katalin, 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:

Mikromechanikai kísérlet, egy cinkoszlop összenyomása 3250-szeres nagyításban. Ugi Dávid doktorandusz (ELTE TTK) fotója, a hamis szín Kalácska Szilvia, a kapcsolódó cikk (380–385. oldalak) szerzőjének munkája.

TARTALOM

Schiller Róbert, Horváth Ákos: Fémek fajhőjének szerepe az elektrokémiában 377

A cikk az abszolút hidrogénpotenciál tisztán termodinamikai alapokon történő, csak termikus mennyiségeket használó meghatározásának lehetőségét mutatja be.

Kalácska Szilvia: Diszlokációrendszerek kísérleti vizsgálata mikronos skálán 380

Mikron méretű próbatestek deformációja során bekövetkező mikroszerkezeti változások megfigyelése pásztázó elektronmikroszkópos, illetve nagy felbontású visszaszórtelektron-diffrakciós mérésekkel.

Patkós András: Axion-elektrodinamika 386

A Maxwell-elmélet kiegészítése egy hipotetikus axionmezővel és ennek jelentősége a modern részecskefizikában.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Keresztesi Miklós: Big Bang fizikakurzus elektronikus tanulástámogatással – 2. rész 391

A középiskolák 11. osztályos tanulóinak szánt tananyag célja a fizika iránti érdeklődés felkeltése elektronikus tanulástámogatással fejlesztett eLearning felületen, automatizált távoktatással.

Sükösd Csaba: XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny – 3. rész 400

Két COVID-os év után a jubileumi, XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny döntőjét és eredményhirdetését 2022-ben ismét személyes részvétellel lehetett Pakson megtartani.

Pesthy Sándor Gergely, Miltner Tímea, Hömöstrei Mihály: Tudatos módszerválasztás fizikaórán a tanulói hozzáállások alapján – egy oktatási kísérlet tükrében 405

A szerzők által kidolgozott kérdőívvel azonosíthatók azon faktorok, amelyek a diákok fizika tantárggyal szembeni attitűdjét befolyásolják. Első méréseikkel a kérdőív használhatóságát tesztelték.

HÍREK – ESEMÉNYEK

Keszthelyi Lajos (1927–2022) 412

A XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny meghirdetése 412

R. Schiller, Á. Horváth: The role of specific heat of metals in electrochemistry
Sz. Kalácska: Micron scale experimental investigation of dislocation systems
A. Patkós: Axion electrodynamics

TEACHING PHYSICS

M. Keresztesi: Big Bang physics course with on-line learning support – Part 2
Cs. Sükösd: XXVth National Leo Szilárd Physics Competition – Part 3
S. G. Pesthy, T. Miltner, H. Hömöstrei: Conscious method choice in physics class based on student attitudes – in the light of an educational experiment

EVENTS

Lajos Keszthelyi (1927–2022)
Announcement of the XXVIth National Leo Szilárd Physics Competition



FÉMEK FAJHŐJÉNEK SZEREPE AZ ELEKTROKÉMIÁBAN

Schiller Róbert, Horváth Ákos
ELKH Energiatudományi Kutatóközpont

Néhány alapvető elektrokémiai összefüggés

Galvani és *Volta* megfigyelései, *Davy* és *Faraday* rendszeres kísérletei és alapvető felismerései óta az elektrokémia a fizikai kémia önálló, nagy elméleti érdekességű és rendkívüli gyakorlati hasznót hozó területévé vált. Az elektromos energia tárolásától az félvezető-technológiáig, a korrózióvédelemtől az elektrokatalízisig az elektrokémia számos-számtalan alkalmazásra talált. Alapvető folyamatainak kísérleti és elméleti vizsgálata ezért is, meg a kíváncsiság jogán is fontos területe a fizikai kémiának.

Tankönyvi meghatározása szerint azokat a jelenségeket tárgyalja, amelyek során elektromos töltések mozgása és vegyi átalakulások együttesen mennek végbe [1]. Ez a meghatározás már magába foglalja a jelenségek leírásának minden nehézségét. Árammérő műszereink fémekből, elsőfajú, elektronvezető anyagokból állnak. Az elektrokémiai reakciók általában oldatokban, tehát másodfajú, ionvezető rendszerekben mennek végbe. Áram és vegyi átalakulás kapcsolata így elektron- és ionvezető fázisok közti elektromos kontaktus kialakulását követeli meg. Kétfázisú heterogén rendszerekkel van tehát dolgunk, a fázisokban eltérő természetű töltéshordozókkal.

Egy fázishatár általában nem átjárható minden komponens számára. Izoterm, izobár körülmények között egy többfázisú rendszer akkor van termodinamikai egyensúlyban, ha minden fázisában ugyanakkora azon komponensek kémiai potenciálja, amelyek szabadon átjuthatnak a fázishatárokon. Elektrolit és

fém határán egyedül csak a töltések juthatnak át. A töltéshordozók természete a két fázisban eltérő: a fémekben delokalizált elektronok alakjában, az oldatokban ionokhoz kötve jelennek meg. Termodinamika és elektrosztatika azonban csak a töltések mennyiségét tekinti. Az egyensúly feltétele a

$$\begin{aligned}dG &= \left(\frac{\partial G}{\partial n^M} \right)_{T, p, n^L} dn^M + \left(\frac{\partial G}{\partial n^L} \right)_{T, p, n^M} dn^L = \\ &= \left(\frac{\partial G}{\partial q^M} \right)_{T, p, q^L} dq^M + \left(\frac{\partial G}{\partial q^L} \right)_{T, p, q^M} dq^L = 0\end{aligned}\quad (1)$$

összefüggés teljesülése, ahol G a Gibbs-szabadenergia, q^M és q^L a fémekben, illetve az oldatban lévő töltések mennyisége, n^M és n^L pedig a töltéshordozó anyagok mennyiségei a két fázisban. Az egyik fázisból kilépő, a másikba belépő anyag- és töltésmennyiségek ellentétes előjellel egyenlőek egymással, $dn^M = -dn^L$; $dq^M = -dq^L$.

Az elektronok μ^M kémiai potenciálja (Fermi-energiája) a fémekben

$$\mu^M = \left(\frac{\partial G}{\partial n^M} \right)_{T, p, n^L} = ze \left(\frac{\partial G}{\partial q^M} \right)_{T, p, q^L}, \quad (2)$$

ahol e az elemi töltés, z az egy atomból származó elektronok száma a fémekben. A fázishatáron felszaporodó töltések sztatikus elektromos potenciált alakítanak ki az elektrolitban. A jelenség tökéletes mása a Schottky-átmenet kialakulásának. A ϕ potenciál nagyságát a Gibbs-szabadenergia folyadékban lévő töltések mennyisége szerinti deriváltja határozza meg, hiszen dG nem más, mint az izoterm, reverzibilis munka,

$$\phi = - \left(\frac{\partial G}{\partial q^L} \right) = - \frac{1}{ze} \frac{dG}{dn^L}. \quad (3)$$

A ϕ potenciál, amelynek neve Galvani-potenciál [2, 3], nem mérhető. Ahhoz ugyanis, hogy megmérjük, egy másik fémre kell az oldatba meríteni, tehát egy újabb kétfázisú rendszert kell használnunk.

Az elektrokémia szóhasználatára szerint egy elsőfajú és egy másodfajú vezetőből (fémről és a közvetlen környezetében lévő elektrolitból) álló rendszert neveznek elektródnak. Mérti csak a két elektród között kialakuló potenciálkülönbséget tudjuk, tehát az elektródokból álló cella feszültségét, szabatosabban szólva (és az elektrokémia régi nyelvét használva) a cella E elektromotoros erejét,

$$E = \phi_2 - \phi_1. \quad (4)$$



Schiller Róbert fizikai kémikus, az MTA doktora 1958 óta dolgozik a KFKI-ban és utódai-ban, kutató professor emeritus, c. egyetemi tanár (ELTE), habilitált magántanár (BME). Kutatási területei: ionizáló sugárzások kémiai hatásai, elektrokémia, statisztikus mechanika. Tan- és ismeretterjesztő könyveiből két fontosabb: *Statisztikus mechanika vegyészeknek* (Baranyai A.-val), Akadémiai Kiadó (2003); *A Non-Traditional Guide to Physical Chemistry, Insights using Hydrogen*, Springer Nature Switzerland (2022).



Horváth Ákos 1995-ben mérnök-fizikus-ként végzett az ELTE-n, PhD fokozatot 2003-ban szerzett. Kutatási területe a magas hőmérsékletű korrózió, atomreaktorok szerkezeti anyagainak sugárkárosodása, öregedése, a negyedik generációs atomreaktorok anyagtudományi, biztonsági kérdései. 2013-tól az Energiatudományi Kutatóközpont főigazgatója.

Az elektrokémiai gyakorlat a Galvani-potenciált egy teljesen önkényesen választott nulla ponttól, a standard hidrogénelektrod potenciáljától méri. Ez az elektrod egy savas oldatba merített, hidrogéngázzal érintkező platinafémről áll, benne mind az oldatnak, mind a gáznak egységnyi az aktivitása, vagyis az oldat 1,0 mol/dm³ H⁺ iont tartalmaz, a gáz nyomása 0,1 MPa, a hőmérséklet 25 °C. Röviden $\varphi_{\text{H}^+/\text{H}_2}^0 \equiv 0$.

Tudománytörténeti anekdota: *Einstein* egyszer meglátogatta a kémiai Nobel-díjas *Hevesy György* laboratóriumát, ahol látott egy üvegedényt, amelyben egy vizes oldatba merülő fémlemez körül gáz buborékol. – Mi ez? – kérdezte Einstein. – Standard hidrogénelektrod – válaszolta Hevesy. – Hát az létezik? – csodálkozott Einstein. Ő valami absztrakciót sejtett a név mögött.

A standard hidrogénelektrod definíciójához hasonlóan egy elektrod φ_i^0 standard potenciálja a 0,1 MPa nyomáson, 25 °C-on, 1 mol/dm³ oldatkonzentráció mellett kialakuló potenciál. Egy cella standard elektromotoros ereje ezért

$$E_i^0 = \varphi_i^0 - \varphi_{\text{H}^+/\text{H}_2}^0. \quad (5)$$

A fém és az oldat potenciálviszonyainak egységes leírásához az elektromotoros erőt a standard hidrogénelektrod potenciáljának abszolút értékétől, a $\varphi_{\text{H}^+/\text{H}_2}^0(\text{abs})$ -tól kell számítani. Ennek korábbi meghatározási kísérleteihez majd visszatérünk.

A fém potenciálját árnyékolja a folyadék polarizációja. A fém közvetlen környezetében ezt az ε_n relatív permittivitás írja le. Ezt is tekintetbe véve, a fentiek szerint a következő lineáris összefüggés áll fenn a standardelektrod-potenciálok és a fémek Fermi-energiája között:

$$\frac{\mu_i^M}{ze\varepsilon_n} = E_i^0 + \varphi_{\text{H}^+/\text{H}_2}^0(\text{abs}). \quad (6)$$

A továbbiakban ezt az összefüggést diszkutáljuk egy mostanában megjelent közleményünk [4] nyomán.

A fémek Sommerfeld-modelljének alkalmazása

Az előző szakasz voltaképpen nem több tankönyvi anyagnál. A (6) egyenletben megfogalmazott problémát az elektron Φ kilépési munkájával szokták kapcsolatba hozni, egyfelől mert ez egy sor fémre jól ismert, másfelől pedig csábító az analógia a vákuumba kilépő és a szilárd/folyadék fázishatáron átlépő elektron között.

A kilépési munka nem egyenlő a Fermi-energiával, attól eltér, mert a szilárd/vákuum határon egy $\delta\chi$ nagyságú potenciálgát alakul ki [5],

$$\Phi = \delta\chi - \mu^M. \quad (7)$$

A fém/elektrolit határrétegben a potenciálgát természetesen más, mint a fém/vákuum határon. Φ és μ^M ellenkező előjele az eltérő zéruspontok következménye.

A potenciálgát jelenléte eleve megnehezíti, hogy a kilépési munkával jellemezzük a Fermi-energiát. Elektrokémikusok tisztában vannak azzal a nehézséggel, hogy a (7) egyenlet szerint a két mennyiség nem egyenlő egymással [6].

E technikai gondnál talán még súlyosabb egy fogalmi nehézség, amire azonban nem szoktunk gondolni. A kémiai potenciál állapotfüggvény, diagnosztikus súllyal érvényesek rá a Maxwell-összefüggések [7]. Az egyik, a kémiai potenciálra vonatkozó összefüggés szerint

$$-\left(\frac{\partial S}{\partial n}\right)_{T,P} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{P,n}. \quad (8)$$

Ez a kémiai potenciálra definíció szerint érvényes, de nem lesz általánosan igaz, ha μ helyére Φ kerül, hiszen a $\delta\chi$ potenciálgátra semmilyen általános termodinamikai összefüggés nem ismert. A kilépési munka nem állapotfüggvény.

Elektrokémiában általában a folyadékfázisban lejátszódó viszonyokra, folyamatokra figyelünk, a fém viselkedésére sokkal kevesebb gondot szoktunk fordítani. Pedig ennek fontosságára már régen felhívták a kutatókat [2, 6, 8].

Mostani célunk, hogy ne egy termodinamikai tekintetben rosszul definiált, határfelületi mennyiségből, hanem a fémek valamely belső, termikus tulajdonságából jussunk el a Fermi-energiához.

A fémek elektronok energiaeloszlásának első, a Fermi-Dirac-statisztikát is tekintetbe vevő, egyszerű leírása a Drude-Sommerfeld-modellen alapszik [9]. A közelítés érvényességi körét természetesen a tapasztalattal való összehasonlítás határozza meg; legegyszerűbb a fajhő-függvény számított és mért értékeit összehasonlítani. Az elmélet szerint a mólhő a hőmérséklettől a (9) kifejezés szerint függ,

$$C_m = C_m^e + C_m^i = \gamma T + A T^3. \quad (9)$$

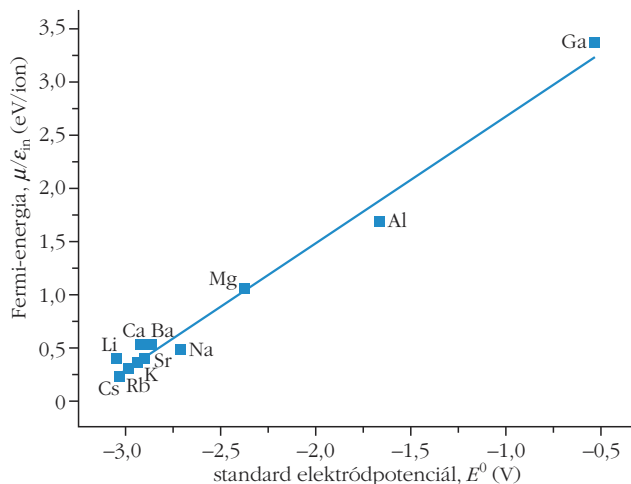
Az alacsony hőmérsékleten mérhető C_m^e lineáris tag az elektronok, a C_m^i köbös tag az ionok járuléka. Az elmélet szerint az elektronjárulék és a Fermi-energia között fordított arányosság áll fenn,

$$\mu = A \frac{zT}{C_m^e}, \quad (10)$$

$$A = \frac{1}{2} \pi^2 R k_B.$$

Itt R a gázállandó, k_B a Boltzmann-állandó és z a fém vegyértéke.

Az elmélet jól egyezik az alkálifémek és az alkáliföldfémek (s -mező fémjei), tehát a periódusos rendszer 1A és 2A oszlopában álló elemek alacsony hőmérsékleten mért fajhőjével, elfogadható a 3A fémekére (p -mező fémjei), nagyon rossz eredményeket ad azonban az átmeneti fémekre. Az elmélet ezen korlátját legújabb mérések is kimutatták [10]. A Som-



1. ábra. Fémek fajhőjéből (10) egyenlet szerint számított Fermi-energia és az elektródpotenciál közti lineáris összefüggés, a (6) egyenlet érvényességének igazolása 11 *sp*-fémre. Fajhőadatok [9], elektródpotenciálok [18–20]. Illesztett értékek: meredekség $1,19 \pm 0,049$, tengelymetszet = $3,86 \pm 0,13$ V.

merfeld-modell és így a (10) egyenlet alkalmazását az *sp*-fémekre kell korlátozni. Elektrokémiai megfontolások miatt ezek közül is el kell hagyni a Be-, In- és Tl-elektrodokat [11–13]. Ezen a körön belül azonban a Fermi-energiát termikus mérésekből meghatározott, tapasztalati mennyiségnek lehet tekintenünk.

Így tehát a fém Fermi-energiája és az elektródpotenciál között fennálló (6) egyenlet az *sp*-fémekre közvetlenül ellenőrizhető, ha ismerjük a fém/folyadék határreteg relatív permittivitását. Ennek általánosan elfogadott értéke $\epsilon_n = 6$, ezt újabb vizsgálatok is alátámasztják [14–17]. Ha a Fermi-energiát eV/részecske egységben, a standard elektródpotenciált voltban fejezzük ki, úgy a

$$\frac{\mu_i^M}{\epsilon_n} \sim E_i^0 \quad (11)$$

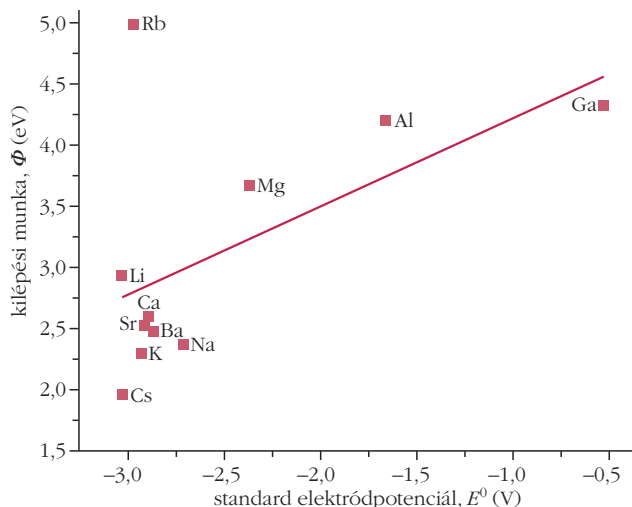
egyenest (6) egyenlet szerinti meredeksége 1, tengelymetszete pedig $\phi_{\text{H}^+/\text{H}_2}^0(\text{abs})$.

Az illesztett meredekség $1,19 \pm 0,049$, ez elfogadhatóan egyezik a várt 1 értékkel. A tengelymetszet pedig a standard hidrogénelektrod abszolút potenciáljával egyenlő, tehát $\phi_{\text{H}^+/\text{H}_2}^0(\text{abs}) = 3,86 \pm 0,13$ V. Az 1. ábra összhangban áll a (6) egyenlettel, ha a Fermi-energia értékeit a fémek mért fajhőiből számítjuk ki a (10) egyenlet szerint.

Néhány megjegyzés

Ahogy az előzőekben már írtuk, gyakori gondolat volt, hogy a standard elektródpotenciálokat az elektronkilépési munkával hozzák összefüggésbe.

A 2. ábra, főként ha az 1. ábrával hasonlítjuk össze, világosan mutatja, hogy a kilépési munka kevésbé alkalmas arra, hogy belőle a standard elektródpotenciálra következtessünk.



2. ábra. A Φ kilépésmunka-adatok (eV) [21] és az E^0 standard elektródpotenciálok (V) ábrázolása az 1. ábrán szereplő 11 *sp*-fémre. Az illesztett egyenes meredeksége $0,72 \pm 0,36$, tengelymetszete $4,94 \pm 0,94$.

Korábban, amikor csak fém elektrodokat vizsgáltak, kevés praktikus hasznót ígért a standard hidrogénelektrodok abszolút potenciáljának meghatározása, hiszen úgys csak az elektródpotenciálok különbségét mérjük. Újabban azonban – amióta a félvezetők elektrokémiája fontossá vált – ismerni kell (kellene) az értéket, hogy a félvezetők energiaszintjeit illeszteni lehessen az oldat energiájához [22–24].

Az elektrokémikusok rendre megkísérelték meghatározni. Általában termodinamikai megfontolásokhoz nyúltak, körfolyamatokat konstruáltak, azonban mindig szükség volt valamilyen nem-termodinamikai mennyiségre is [3, 25]. A leggyakrabban a proton hidratációs energiáját használták, amelyet legegyszerűbben a Born-közelítés alapján lehetett megbecsülni. Újabban az ion-elektron rekombináció energiáját határozták meg gáztérben lebegő nanocseppek segítségével [6], vagy kvantumkémiai közelítéseket alkalmaztak [26]. A feladatot megnehezíti, hogy a kérdéses potenciál definíciója sem egyértelmű: *Trasatti* [27] négy különböző definíciót ajánlott. Az általánosan elfogadott érték [3] $4,5 \pm 0,1$ V, de újabb mérések és számítások szerint $\phi_{\text{H}^+/\text{H}_2}^0(\text{abs})$ javasolt értékei $4,2 \pm 0,4$ V [6], $4,2 \pm 0,05$ V [28], $4,28$ V [29] vagy $4,48$ V [8].

Fent ismertetett megközelítésünk szigorúan termodinamikai alapokon nyugszik, csak termikus mennyiségeket használ. Az általunk talált abszolút hidrogénpotenciál a hibahatárnál nagyobb mértékben különbözik a legtöbb eddigi értéktől. Ennek több oka lehet. Eltérhet a most alkalmazott termodinamikai fogalom a korábbi modellszerű megfogalmazásoktól; esetleg nem teljesen jogos dolog a (6) egyenletet zérus standardpotenciálokig extrapolálni; vagy egyszerűen az alacsony hőmérsékletű fajhőadatok „durvák”, ahogyan arra a tankönyv [9] is utal.

Felvetődik annak lehetősége, hogy az egyszerű számítást nem-vizes rendszerekre is kiterjesszük. Ehhez ismerni kellene a határretegben kialakuló relatív

permittivitásokat és természetesen az elektródpotenciálokat minden egyes oldószerben. Ezek ismeretében a (6) egyenes tengelymetszete megadná a standard hidrogénelektrod abszolút potenciálját. Egyelőre nem próbálkoztunk ilyen számításokkal.

Irodalom

1. R. Parsons, IUPAC Division of Physical Chemistry: *Manual of Symbols and Terminology for Physicochemical Quantities and Units*. Appendix III (1973).
2. W. Schmickler, E. Santos: *Interfacial Electrochemistry*. Springer, Heidelberg (2010).
3. A. J. Bard, L. R. Faulkner: *Electrochemical Methods*. Wiley, Hoboken, N. J. (2001).
4. R. Schiller, Á. Horváth, *AIP Advances* 12 (2022) 055310.
5. N. D. Lang, W. Kohn, *Phys. Rev. B* 3 (1971) 1215–1223.
6. J. O'M. Bockris, S. U. M. Khan: *Surface Electrochemistry*. Plenum Press, New York (1993).
7. H. B. Callen: *Thermodynamics*. Wiley, New York (1960).
8. S. Trasatti, *J. Electroanal. Chem. Interfacial Electrochem.* 33 (1971) 351–378.
9. N. W. Ashcroft, N. D. Mermin: *Solid State Physics*. Saunders College, Philadelphia (1976).
10. P. F. Lang, *Chem. Phys. Lett.* 770 (2021) 138447–1–5.
11. N. N. Greenwood, A. Earnshaw: *Chemistry of the Elements*. Pergamon Press, Oxford (1984).
12. R. Piercy, N. A. Hampson, *Surface Technology* 6 (1978) 437–446.
13. G. E. Batley, T. M. Florence, *J. Electroanal. Chem. Interfacial Chem.* 61 (1975) 205–211.
14. O. Teschke, G. Ceotto, E. F. de Souza, *Phys. Rev. E* 64 (2001) 011605–1–10.
15. A. Levy, D. Andelman, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 227801–1–5.
16. B. E. Conway, J. O'M. Bockris, I. A. Ammar, *Trans. Faraday Soc.* 47 (1951) 756–766.
17. Jun Huang, Shengli Chen, Michael Eikerling, *J. Chem. Theory Comput.* 17 (2021) 2417–2430.
18. *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (89th ed). D. R. Lide ed., CRC Press, Boca Raton FL (2006).
19. *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (92nd ed). W. M. Haynes ed., CRC Press, Boca Raton FL (2011).
20. W. M. Saltman, N. H. Nachtrieb: The Electrochemistry of Gallium. *J. Electrochem. Soc.* 100 (1953) 126–130.
21. <https://public.wsu.edu/~pchemlab/documents/Work-function-value.s.pdf>
22. D. Laser, A. J. Bard, *J. Electrochem. Soc.* 123 (1976) 1833–1837.
23. K. C. Chang, A. Heller, B. Schwartz, S. Menezes, B. Miller, *Science* 196 (1977) 1097–1099.
24. W. A. Donald, R. D. Leib, J. T. O'Brien, M. F. Bush, E. R. Williams, *J. Am. Chem. Soc.* 130 (2008) 3371–3381.
25. S. Trasatti, IUPAC Division of Physical Chemistry: *The Absolute Electrode Potential: An Explanatory Note* (Recommended 1986).
26. T. Matsui, Y. Kitagawa, M. Okumura, Y. Shigeta, *J. Phys. Chem. A* 119 (2015) 369–376.
27. S. Trasatti, *Electrochim. Acta* 35 (1990) 269–271.
28. R. Heyrovská, *Electrochem. Solid State Lett.* 12 (2009) F29–F30.
29. A. A. Isse, A. Gennaro, *J. Phys. Chem. B* 114 (2010) 7894–7899.

DISZLOKÁCIÓRENDSZEREK KÍSÉRLETI VIZSGÁLATA MIKRONOS SKÁLÁN

Kalácska Szilvia

Mines Saint-Etienne, Univ Lyon, Saint-Étienne, Franciaország

Diszlokációk hatása mikrométeres skálán

Az anyagtudományok területén a diszlokációk vizsgálata központi szerepet tölt be 1934 óta, amikor *Orowan*, *Polányi* és *Taylor* egymástól függetlenül javasolta ezen vonalszerű kristályhibák bevezetését. A fémek képlékeny alakváltozása során először a felszínen kialakuló csúszási sávokat figyelték meg. Később a fémek kristályos szerkezete alapján arra következtettek, hogy ezek a sávok az egyes kristályos részek egymáshoz képesti nyírása egy adott sík mentén, ame-

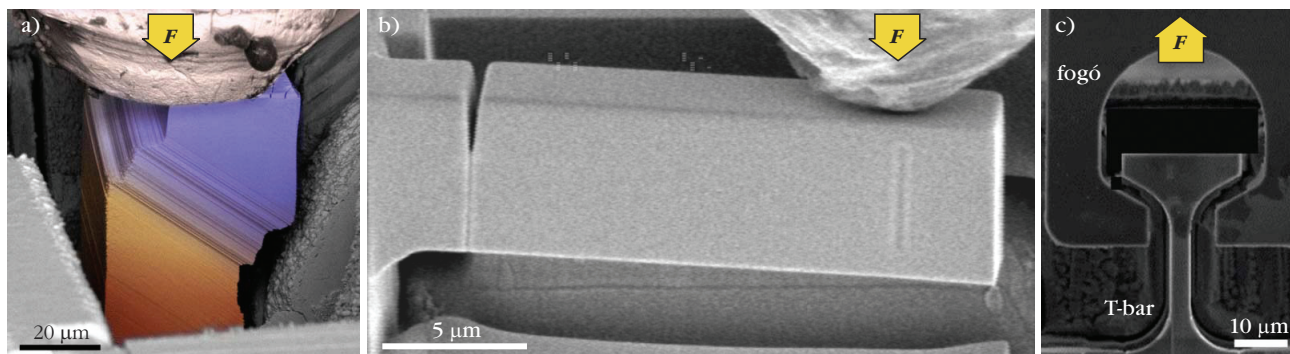
lyet a diszlokációk elmozdulása okoz. Az atomok elmozdulásától és a diszlokációvonal irányától függően két típust (él- és csavardiszlokációk) különböztetünk meg. Vizsgálatuk azért olyan jelentős az anyagfizikában, mert ugyan maguk a kristályhibák rettentő aprók (az atomok ideális helytől eltérő pozíciója a rácson belül kisebb, mint a rácscellaméret), viszont az anyagban nagy mennyiségben felhalmozódó hibák kollektív hatása már makroszkopikus skálán is jelentős, hiszen ők felelnek a maradandó alakváltozásért.

A vonalhibák fizikába történő bevezetése óta számos módszer került kifejlesztésre, amelyekkel a diszlokációk viselkedése tanulmányozható (mozgásuk, kölcsönhatásuk, illetve megsemmisülésük), ezek közül elsőként a transzmissziós elektron mikroszkópiát (TEM) érdemes megemlíteni. Ez a technika ugyan képes megjeleníteni a diszlokációkat, viszont a minta mérete jelentős mértékben korlátozza a TEM alkalmazhatóságát a vonalhibák kollektív viselkedésének kutatásában. A TEM-fólia vékonysága (< 100 nm) miatt a vizsgálható terület nagysága (tipikusan 20×20 μm² alatti) és a vizsgálható diszlokációk száma erősen limitált, ezért fontos, hogy szélesebb (100 nm – 100 μm) méretskálán más módszerek kifejlesztésével is betekintést kaphassunk a diszlokációk világába.

A szerző köszönetét fejezi ki *Ispánovity Péter Dusan* egyetemi docensnek (ELTE TTK) a kézirat lektorálásáért, továbbá *Groma István* egyetemi tanárnak (ELTE TTK) a gyümölcsöző beszélgetésekért.



Kalácska Szilvia fizikus 2018-ban doktorált az Eötvös Loránd Tudományegyetem Anyagfizikai Tanszékén, majd munkásságát posztdoktori kutatóként az Empa svájci kutatóhely Anyagok és Nanostruktúrák Mechanikája laboratóriumában folytatta. 2021-ben a szekciójában első helyen nyerte el a rangos francia állami CNRS kutatói állást. Munkája során a mikrométerű minták viselkedésének vizsgálatára fókuszál extrém körülmények és ultragyors deformációk esetén.



1. ábra. Különböző mikromechanikai kísérletek: a) cinkoszlop összenyomása (hamis színes ábra) [10], lásd még a címlapon, b) volfrámrúd hajlítása [9], c) magnézium „T-bar” nyújtása [8]. A deformációs asztal által kifejtett erők irányát a nyilak jelölik.

E cikkben a pásztázó elektronmikroszkópos (*scanning electron microscope*, SEM), illetve a nagy felbontású visszaszórtelektron-diffrakciós (*high resolution electron backscatter diffraction*, HR-EBSD) mérések alkalmazása kerül bemutatásra mikrométeres nagyságú minták mechanikai deformációja során.

Deformáció mikrométeres skálán

Mikrométerű minták deformációjának tanulmányozása manapság egyre nagyobb jelentőséggel bír, hiszen az ipari miniaturizálással párhuzamosan az alkatrészek és eszközök is gyakran már erre a méretskálára csökkennek. Ebben a tartományban ($<40\text{ }\mu\text{m}$) a fémek anyagai tulajdonságai módosulnak, mint például a deformáció hatására a keménység, illetve a folyásfeszültség értékei megnövekednek (mérethatás: „smaller is harder”) [1]. A jelenség magyarázata a felszíntérfogat arányra vezethető vissza, valamint a deformált térfogatra jutó diszlokációforrások hiányával is indokolható, amelyek pedig módosítják a vonalhibák együttes viselkedését. Tömbi anyagokban a diszlokációk kölcsönhatása jelentős, sűrűségük növekedésével hierarchikus szerkezetek (diszlokációcellák) alakulhatnak ki növekvő [2, 3], illetve ciklikus deformációk eredményeként [4]. Kisebb minták esetén azonban – a felület közelsége miatt – a vonalhibák könnyebben távoznak a kristályrácsból, így a megmunkálási keményedés is módosul, illetve az anyag további mechanikus jellemzői megközelíthetők az elméleti értékekhez [5]. Van azonban egy átmeneti skála ($1\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$) [6], ahol ez az átalakulás megfigyelhető, és a tulajdonságok módosulása mögötti okok részleteikben vizsgálhatók SEM-es mérések és mikromechanikai deformációk segítségével.

A mikrodeformációs kutatások másik hajtóerejének az összetett rendszerek vizsgálá-

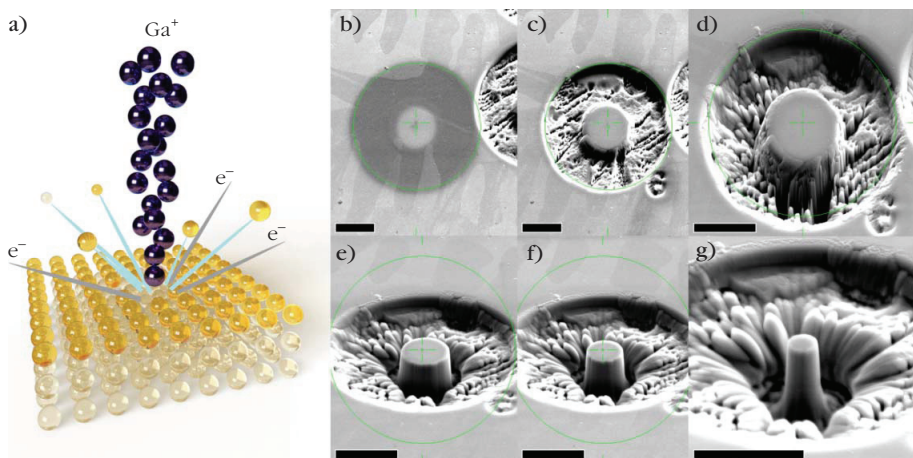
ta tekinthető. Az iparban alkalmazott ötvözetek gyakran tartalmaznak kisméretű kiválásokat, vagy eltérő tulajdonságú fázisokat, amelyek mechanikai jellemzéséhez elengedhetetlen az alkotórészek egyéni, elkülönített vizsgálata. Ilyen összetett rendszerre kiváló példa a nagyentrópiás ötvözetek családja [7], ahol az alkotó fázisok jelentősen eltérő tulajdonságokkal rendelkeznek. Ilyenkor lehetőség van nanoidentációs keménységmérésre, illetve megfelelően kisméretű egyfázisú mikrooszlopok összenyomásának kiértékelésére. Emellett nyújtási [8] és hajlítási kísérleteket is végezhetünk (1. ábra) és a címlapon [9].

Módszerek

Mintaelőkészítés fókuszált ionnyalábbal

A mikrométeres skálájú fém minták előállítására manapság több lehetőség is adódik, mint például 3D nyomtatás [11], elektrokémiai depozíció, esetleg litográfia, azonban a máig legelterjedtebb módszer a fókuszált ionsugaras (*focused ion beam*, FIB) megmunkálás. A technika lényege, hogy a kétsugaras elektronmikroszkóp vákuumkamrájában a minta felszínét gallium (vagy esetenként Xe^+ , Ar^+) ionokkal bombázzuk (2.a ábra), és ezáltal atomokat lökünk ki a kristályrácsból. A nyaláb jól fókuszálható (tehát ap-

2. ábra. a) FIB-megmunkálás vázlata. A kölcsönhatás melléktermékeit (elektronok, röntgenfotonok stb.) párhuzamos képalkotásra, illetve kiegészítő analízisre lehet használni. b–g) $3\text{ }\mu\text{m}$ átmérőjű mikrooszlop előállításának folyamata. A skála $10\text{ }\mu\text{m}$ távolságot jelöl.



ró minták előállítására alkalmas, lásd 2.b-g ábra), továbbá a megmunkálás során keletkező egyéb melléktermékeket képalkotásra, illetve kémiai elemanalízisre is használhatjuk [12].

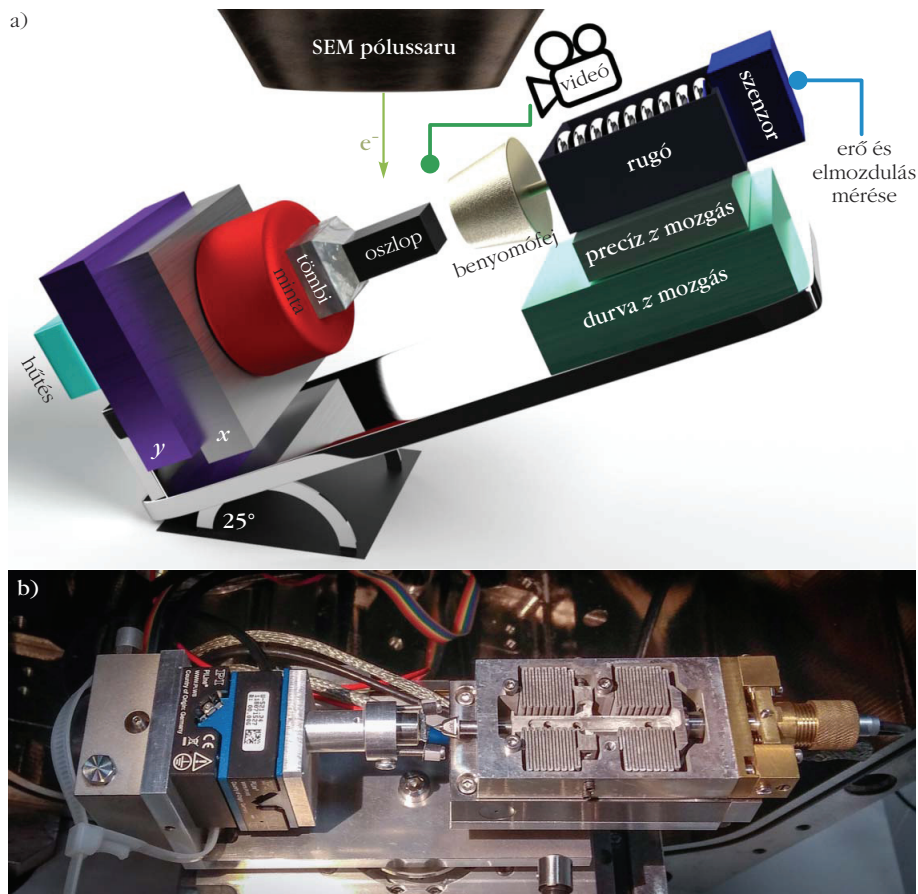
Analitikai eszközök: EBSD és HR-EBSD, 3D tomográfia

A visszaszórtelektron-diffrakciót – azaz EBSD-t – manapság a szemcseszerkezet feltérképezésére, anyagok megmunkálás utáni textúrájának analízisére, illetve eltérő fázisok azonosításra rutinszerűen használják [13]. A mérés során a minta felületét pásztázó elektronnyaláb visszaszórt elektronokat gerjeszt, amelyek a detektor felszínén úgynevezett *Kikuchi* (diffrakciós) mintázatot formálnak. A mintázat a kristályrács direkt leképezéseként értelmezhető.

A nagyfelbontású EBSD (HR-EBSD) viszonylag újkeletű technika, amely lehetővé teszi a deformációs állapot részletesebb vizsgálatát a diszlokációsűrűség, továbbá a feszültség/deformáció/rácstorzulás tenzor elemein keresztül [14, 15]. A módszer az eredeti diffrakciós mintázatok keresztkorrelációs képanalízisen alapul [16]. A kiértékelés során az EBSD-térkép egyik pixelje (ami egy mérési pontnak felel meg a mintadarabon) referenciaként kerül regisztrálásra, amely ideális esetben az adott anyag megfelelő orientációjú, deformálatlan pontja. Ezen referenciához viszonyítva történik a megfelelő tenzorok kiszámítása, így a meghatározott mennyiségek skálája általában relatív. Bizonyos esetekben az abszolút skála sem kizárt – például szimulált mintázat esetében –, azonban ha a vizsgált minta egykristályos, a referencia a deformáció helyétől megfelelően távol, vagy még a deformációt megelőzően rögzíthető. Mikromechanikai kísérletek során a „nulla” állapotú referencia felvétele általában nem okoz problémát, hiszen a kísérletek során csak egy kis térfogatú részre koncentrálódik a deformáció hatása. A módszer segítségével a geometriailag szükséges diszlokációk (*geometrically necessary dislocation*, GND¹) sűrűségének területi eloszlását is vizsgálhatjuk.

Bár az EBSD tipikusan felszíni technikának számít – hiszen a visszaszórt elektronok csupán a felszín közeli ~100 nm-es mélységből jutnak vissza a detek-

¹GND: azonos előjelű diszlokációk csoportja, amely a kristályrács maradandóan elhajlott részeit egyezteteti össze.



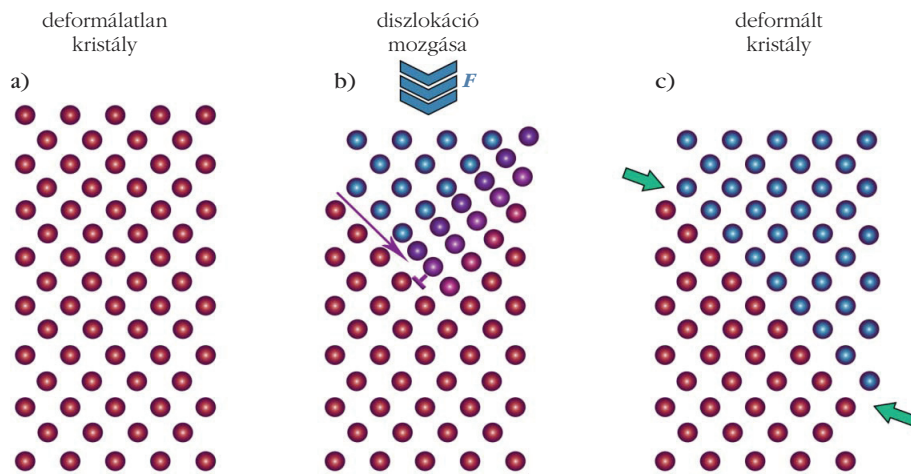
3. ábra. a) Deformációs asztal vázlata, b) az ELTE TTK-n kifejlesztett eszköz [10].

torba –, a térképezést FIB-es szeleteléssel kombinálva az eljárás háromdimenziós tomográfiaként is alkalmazható [6]. Ebben az esetben az ionnyalábbal egy vékony réteg kerül eltávolításra, majd az újonnan preparált felszínen EBSD-mérés készül. Ezt az eljárást ismételve, néhány mikrométer nagyságú minták esetén például a szemcseszerkezet [17], de akár a GND-sűrűség is [9] nagyobb léptékben, három dimenzióban tanulmányozható.

Deformációs asztal

A precíz mozgásokat igénylő feladatok elvégzésére, valamint a mintára ható erő detektálására deformációs asztalt használunk (3. ábra). A minta megfelelő helyre történő pozicionálását követően a benyomófej mozgatásával erőt fejtünk ki az anyagra, a begyűjtött adatokból pedig a feszültség-deformáció görbét határozzuk meg.

Ilyen apró minták esetében manapság már a deformáció hatására meginduló diszlokációlavínákat is képesek vagyunk detektálni [10]. További érdekesség, hogy a deformáció sebességét igen széles ($\dot{\epsilon} \in [10^{-4}, 10^4] \text{ s}^{-1}$) tartományban tudjuk változtatni, így a deformáció sebességétől függő jelenségekre is fókuszálhatunk. Ilyen például a folyásfeszültség anomális módon történő megnövekedése extrém gyors deformáció során nanoszemcsés rézoszlopokon mérve



4. ábra. Diszlokáció mozgása a kristályban. a) A kezdetben deformálatlan kristályban külső F erő hatására megindul egy vonalhiba mozgása. b) Az extra félsík (jelen esetben egy éldiszlokáció) helyét „ $\perp$ ”, illetve mozgását lila nyíl jelöli. c) A végső állapot, amint a diszlokáció elhagyta a kristályt a felszínen keresztül. A zöld nyilak az oszlop felületén kialakuló csúszási sáv helyét jelölik.

[11]. A deformációs sebességet az alábbi módon számoljuk:

$$\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt} = \frac{v(t)}{L_0}, \quad (1)$$

ahol $v(t)$ a benyomófej mozgási sebessége, L_0 pedig a minta eredeti hossza.

Eredmények

Mikrooszlop „in situ” összenyomása

A HR-EBSD egyik nagy előnye, hogy *in situ* módon, a minta deformációja közben is elvégezhető. Ilyenkor a deformációt az EBSD-térképezés időtartamára szüneteltetjük (körülbelül 10–20 perc a detektor sebességétől és a vizsgált terület méretétől függően), majd az analízist követően folytatjuk a benyomófej mozgását. Korábbi vizsgálatokban csupán a minta felszínén kialakuló csúszási sávokból következtettek az aktivált csúszósíkokra, illetve a diszlokációk eloszlására, ez a módszer azonban nem ad teljes képet a minta belsejében kialakult helyzetről. A csúszási sávokból ugyanis csupán a kristályból a felszínen keresztül eltávozott diszlokációkra lehet következtetni (4. ábra).

In situ HR-EBSD mérés például réz egykristály mikrooszlop felszínén készült abból a célból, hogy az összenyomás hatására kialakuló diszlokációszerkezetet vizsgálhassuk [1]. Az 5.a–b ábrák mutatják a $\sim 10 \mu\text{m}$ oldalhosszúságú mikrooszlopot összenyomás előtt és után. Az 5.c ábrán jól láthatók a felszínen kialakult csúszási sávok is. A deformációs görbén azok a pontok vannak bejelölve, ahol a benyomás szüneteltetve volt az EBSD-térképezések közben (számokkal jelzett pozíciók), ilyenkor ugyanis a feszültség valamelyest relaxálódik az anyagban, amelyet a σ érték csökkenése mutat.

A GND-sűrűség progresszív növekedését és eloszlását az 5. ábra alsó sávjában láthatjuk. A kezdeti (0) állapot csupán a HR-EBSD mérés zaját mutatja, hiszen

a minta ekkor még deformálatlan. A mintát ezt követően egy gyémántból készült, $15 \mu\text{m}$ átmérőjű lapos benyomófejjel kezdjük összenyomni. A rugalmas (1) szakaszban még nem várjuk a diszlokációk számának jelentős növekedését, amelyet a GND-sűrűség térképe is megerősít. A rugalmatlan (2) alakítási szakaszba érve (átlépve a körülbelül $\sim 1,5\%$ -os deformációs küszöböt) azonban rögtön megnövekszik a diszlokációk száma az anyagban, illetve a minta felszínén megjelennek a csúszási sávok, ahol számos vonalhiba elhagyja a kristályrácstól. A minta mérete azon-

ban lehetővé teszi, hogy ne az összes vonalhiba tudjon távozni: az egyre növekvő számú diszlokációvonal az anyag belsejében cellákba rendeződik (3), amelyek jelentős módon növelik az anyag folyásfeszültségét (alakítási keményedést okoznak) egészen a maximális deformáció ($\epsilon \approx 9\%$, 4) eléréséig. Ezt követően eltávolítjuk a benyomófejet, és a mintára ható erőt ezzel megszüntetjük.

A végső állapothoz tartozó GND-sűrűségterképet az 5.c ábra felszíni képével összevetve egyértelmű, hogy – várákosainknak megfelelően – a mintában felgyülemelő diszlokációk nem feltétlenül igazodnak a csúszási sávokhoz.

Részleges Burgers-vektor-analízis

A HR-EBSD mérések eredményeként megkapható az α diszlokációsűrűség tenzor, amelyet az alábbi módon definiálhatunk:

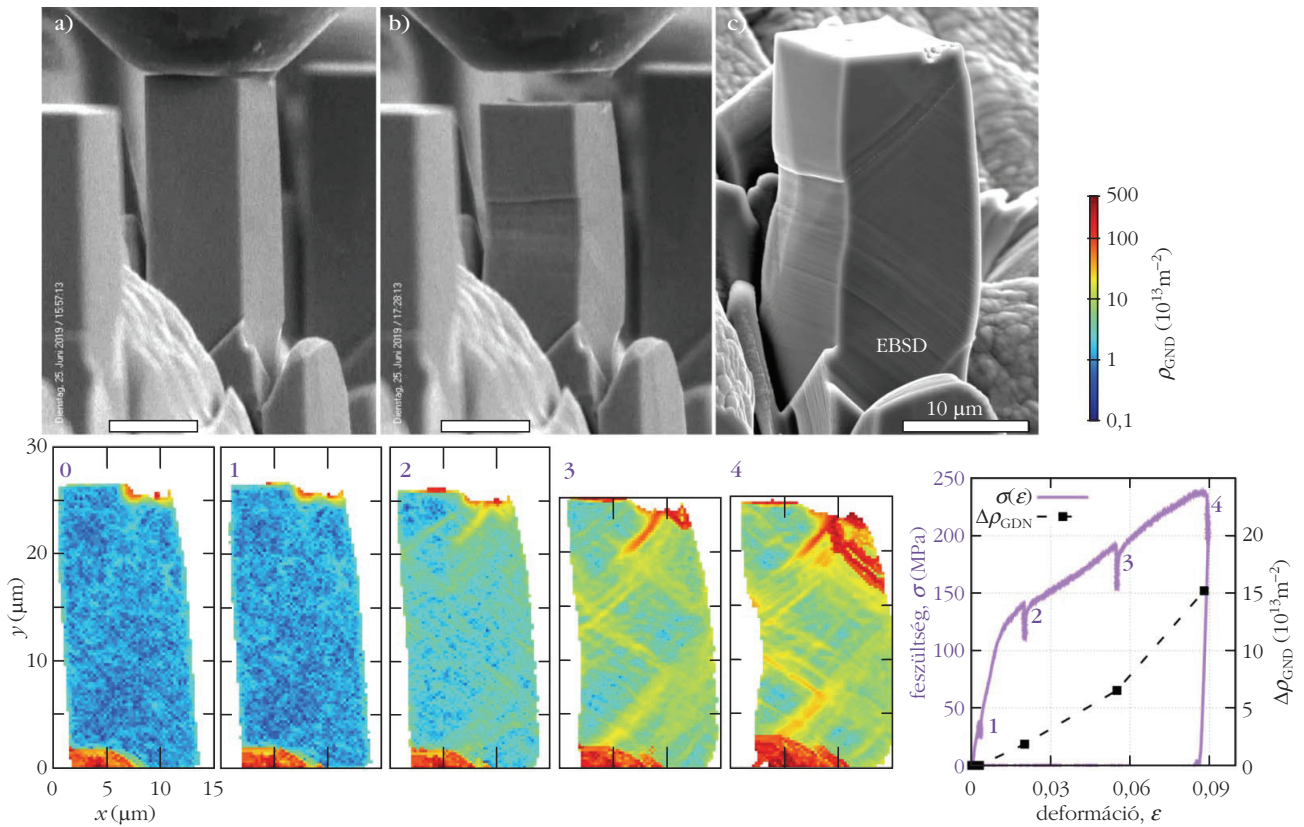
$$\alpha_{ij} = \sum_t b_i^t l_j^t \rho^t, \quad (i, j) = x, y, z, \quad (2)$$

amennyiben a t csúszási rendszerhez tartozó diszlokációkat a b^t Burgers-vektorral, illetve az l^t vonalvektorral jellemezzük. Ezen felül ρ^t a t típusú diszlokációk sűrűségét reprezentálja. Az α_{ij} tenzort a β^{rug} rugalmas disztorzió tenzor rotációjaként kapjuk:

$$\alpha_{ij} = (\nabla \times \beta^{\text{rug}})_{ij}. \quad (3)$$

A HR-EBSD mérés során a disztorziótenzort tudjuk közvetlenül meghatározni, ahonnan az α diszlokációsűrűség-tenzort a (3) képlet segítségével kaphatjuk. Mivel a mérés csupán a felszín közeli rétegről szolgáltat információt (x - y sík), a z irányú derivált nem számolható ilyen típusú mérésekből, így a diszlokációsűrűség-tenzornak csupán az utolsó oszlopát (α_{iz}) tudjuk kísérletileg meghatározni:

$$\alpha_{iz} = \delta_y \beta_{ix}^{\text{rug}} - \delta_x \beta_{iy}^{\text{rug}}, \quad i = x, y, z. \quad (4)$$

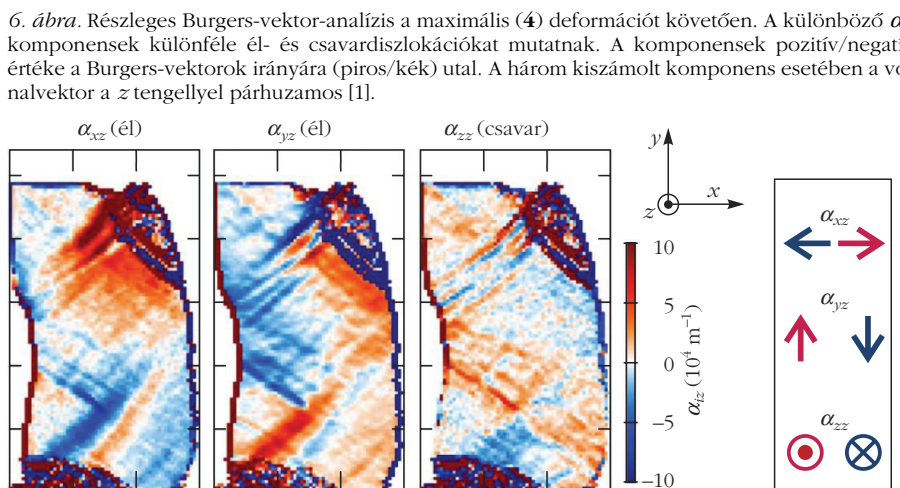


5. ábra. *In situ* HR-EBSD eredmények réz egykristály összenyomása közben. a) Mikrooszlop összenyomás előtt és b) összenyomás után. c) A mintán kialakult csúszási sávról készült mikroszkopos felvétel. „EBSD” jelöli a térképezésre használt felületet. Az alsó sávban a színes ábrák a GND-sűrűség progresszív növekedését mutatják a feszültség-deformáció görbén számokkal jelölt pozíciókban. Minden skála 10 μm távolságot jelöl. A grafikonon a $\sigma(\epsilon)$ görbe látható lila színnel, a fekete pontok pedig az átlagos GND-sűrűség ($\Delta\rho_{\text{GND}}$) növekedését mutatják a jobb oldali y tengely alapján [1].

Az így meghatározott α_{iz} komponensek segítségével részleges Burgers-vektor-analízist végezhetünk. Az α_{iz} komponensek ugyanis azokat a GND-ket fogják megjeleníteni, amelyeknek vonalvektora rendelkezik az EBSD-térképezés felületére merőleges – azaz z irányú – komponenssel. Ekkor α_{xz} és α_{yz} éldiszlokációkat ($\mathbf{b} \perp \mathbf{l}$), α_{zz} pedig csavardiszlokációkat mutat ($\mathbf{b} \parallel \mathbf{l}$). A mikrooszlop összenyomása után készült α_{iz} térképek 6. ábrán láthatók.

Az α_{iz} térképeken jól elkülöníthetők olyan területek, ahol a diszlokációk hasonló Burgers-vektorokkal ren-

delkeznek. Olyan is előfordul, hogy a vonalhibák falakba rendeződnek. Ilyenkor a fal két oldalán ellentétes előjelű Burgers-vektorú GND-k figyelhetők meg. Az itt bemutatott eredményeket nem befolyásolta a felszínen kialakult csúszási sávok struktúrája, hiszen a deformációt követően a minta felszíne FIB-bel újra lett polírozva, ezáltal pedig beigazolódtott, hogy az α_{iz} térképek valóban a mintában maradt vonalhibákat jelenítik meg. Mivel a HR-EBSD információs térfogata sokkal nagyobb (körülbelül $50 \times 150 \times 100 \text{ nm}^3$, 20 kV-os elektronnyaláb és 70° -os mintadöntés esetén) a mintában kialakuló diszlokációk átlagos távolságánál (körülbelül 45 nm, $\rho_{\text{GND}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$ esetében, homogén eloszlást feltételezve), ezért a HR-EBSD-térkép egyetlen pontjában egyidejűleg akár több diszlokáció együttes hatását is detektáljuk. Éppen ezért különálló diszlokációkat ugyan nem tudunk megkülönböztetni (eltekintve a HR-EBSD² egy kü-



²A módszer neve *high resolution transmission Kikuchi diffraction*, avagy HR-TKD. Ilyen esetben a laterális felbontás elérheti az 5–10 nm körüli értéket.

lönleges módjától, amikor TEM-lamellán készítünk mérést), viszont az átlagos Burgers-vektorra következ-tethetünk.

Az itt felsorolt eredmények alapján tehát belátható, hogy a HR-EBSD technika egy sokoldalúan használható eljárás diszlokációrendszerek kollektív viselkedésének vizsgálatára. Az módszer nem csupán fémeken, de más szilárd kristályos anyagokon (például félvezetők, ásványok, de akár még jég esetében is) hatékonyan elvégezhető, amennyiben képesek vagyunk diffrakciós mintázatokat gyűjteni az adott anyag felszínéről. HR-EBSD mérést bármelyik EBSD-kamerával felszerelt elektronmikroszkópon végezhetünk, manapság pedig a módszert a TEM-es kutatásokban is kezdik megvalósítani (lehetővé téve ezzel a nanoskálán történő deformáció feltérképezését). Mikromechanikai mérés esetében a minta típusa nem korlátozódik kristályos anyagokra: amorf szerkezetű (például üveg) minták éppolyan jól vizsgálhatók a deformációra adott viselkedésük alapján, mint különféle kompozitok vagy polimerek.

Irodalom

1. K. Zoller, S. Kalácska, P. D. Ispánovity, K. Schulz: Microstructure evolution of compressed micropillars investigated by in situ HR-EBSD analysis and dislocation density simulations. *Compt. Rend. Phys. Spec. Iss. Plasticity & Solid State Physics* (2021) 1–27., doi: 10.5802/crphys.55
2. S. Kalácska, I. Groma, A. Borbély, P.D. Ispánovity: Comparison of the dislocation density obtained by HR-EBSD and X-ray profile analysis. *Appl. Phys. Lett.* 110/9 (2017) 091912., doi: 10.1063/1.4977569
3. S. Lipcsei, S. Kalácska, P. D. Ispánovity, J. L. Lábár, Z. Dankházi, I. Groma: Statistical analysis of dislocation cells in uniaxially deformed copper single crystals. *ArXiv Preprint* (2022) doi: 10.48550/arXiv.2207.10516
4. H. Mughrabi: Revisiting “Steady-State” Monotonic and Cyclic Deformation: Emphasizing the Quasi-Stationary State of Deformation. *Metall. and Mat. Trans. A* 51 (2020) 1441–1456., doi: 10.1007/s11661-019-05618-x
5. M. D. Uchic, D. M. Dimiduk, J. N. Florando, W. D. Nix: Sample Dimensions Influence Strength and Crystal Plasticity. *Science* 305/5686 (2004) 986–989., doi: 10.1126/science.1098993
6. S. Kalácska, Z. Dankházi, G. Zilahi, X. Maeder, J. Michler, P. D. Ispánovity, I. Groma: Investigation of geometrically necessary dislocation structures in compressed Cu micropillars by 3-dimensional HR-EBSD. *Mat. Sci. Eng. A* 770 (2020) 138499., doi: 10.1016/j.msea.2019.138499
7. A. Vida, J. Lábár, Z. Dankházi, Z. Maksa, D. Molnár, L. K. Varga, S. Kalácska, M. Windisch, G. Huhn, N. Q. Chinh: A Sequence of Phase Transformations and Phases in NiCoFeCrGa High Entropy Alloy. *Materials* 14/5 (2021) 1076., doi: 10.3390/ma14051076
8. N. M. D. Ventura, S. Kalácska, D. Casari, T. E. J. Edwards, A. Sharma, J. Michler, R. Logé, X. Maeder: 10–12 twinning mechanism during in situ micro-tensile loading of pure Mg: Role of basal slip and twin-twin interactions. *Materials & Design* 197 (2021) 109206., doi: 10.1016/j.matdes.2020.109206
9. S. Kalácska, J. Ast, P. D. Ispánovity, J. Michler, X. Maeder: 3D HR-EBSD characterization of the plastic zone around crack tips in tungsten single crystals at the micron scale. *Acta Materialia* 200 (2020) 211–222., doi: 10.1016/j.actamat.2020.09.009
10. P. D. Ispánovity, D. Ugi, G. Péterffy, M. Knappek, S. Kalácska, D. Tüzes, Z. Dankházi, K. Máthis, F. Chmelík, I. Groma: Dislocation avalanches are like earthquakes on the micron scale. *Nature Communications* 13/1 (2022) 1957., doi: 10.1038/s41467-022-29044-7
11. R. Ramachandramoorthy, S. Kalácska, et al.: Anomalous high strain rate compressive behavior of additively manufactured copper micropillars. *Appl. Mat. Today* 27 (2021) 101415., doi: 10.1016/j.apmt.2022.101415
12. Havancsák K., Baris A., Kalácska S.: Az ELTE TTK Kétsugaras Pásztazó Elektronmikroszkópja. *Archeometriai Műhely* X/2 (2013) 95–102.
13. K. Havancsák, S. Kalácska, A. Baris, Z. Dankházi, G. Varga: Visszaszórtelektron-diffrakciós vizsgálatok az Eötvös Loránd Tudományegyetemen – 1. rész. *Fizikai Szemle* 64/6 (2014) 191–196.
14. A. J. Wilkinson, D. Randman: Determination of elastic strain fields and geometrically necessary dislocation distributions near nanoindenters using electron back scatter diffraction. *Phil. Mag.* 90 (2010) 1159–1177., doi: 10.1080/14786430903304145
15. J. Jiang, T. B. Britton, A. J. Wilkinson: Measurement of geometrically necessary dislocation density with high resolution electron backscatter diffraction: Effects of detector binning and step size. *Ultramicroscopy* 125 (2013) 1–9., doi: 10.1016/j.ultramicro.2012.11.003
16. Kalácska, S.: Experimental investigation of plastic deformation induced dislocation systems. *PhD Disszertáció* (2017).
17. S. P. Tsai, P. J. Konijnenberg, I. Gonzalez, S. Hartke, T. A. Griffiths, M. Herbig, K. Kawano-Miyata, A. Taniyama, N. Sano, S. Zaeferrer: Development of a new, fully automated system for electron backscatter diffraction (EBSD)-based large volume three-dimensional microstructure mapping using serial sectioning by mechanical polishing, and its application to the analysis of special boundaries in 316L stainless steel. *Review of Scientific Instruments* 93 (2022) 093707., doi: 10.1063/5.0087945

HELYREIGAZÍTÁS

Asbóth János 2022. évi Nobel-díjról szóló cikkében, a 343. oldalon a [John F. Clauser] „Bell munkájának olvasása után levélben kérdezte meg Bell Bohmot és de Broglie-t [4], hogy áll az egyenlőtlenség kísérleti vizsgálata.” mondat hibásan, értelemzavaróan jelent meg.

A helyes mondat: [John F. Clauser] „Bell munkájának olvasása után levélben kérdezte meg Bellt, Bohmot és de Broglie-t [4], hogy áll az egyenlőtlenség kísérleti vizsgálata.”

Elnézést kérünk a szerzőtől és az olvasóktól.



**SZÁMÍTUNK RÁD, LÉGY
A FIZIKA BARÁTJA!**

Támogasd adód 1%-ával az Eötvös Társulatot!
Adószámunk: 19815644-2-43



A cikk a klasszikus Maxwell-elmélet módosulását mutatja be egy hipotetikus elemi mezővel (térrel) történő kiegészítés hatására. A kiegészítést motiváló részecskefizikai megfontolások rövid ismertetése után vázoló e mező kvantumai létezésének kísérleti kimutatását célzó erőfeszítéseket. A kibővített Maxwell-egyenleteket használva felállítom az energia megmaradását kifejező mérlegegyenletet. Elemzem a fényhullámok axionhullámokkal csatolt terjedését és rámutatok néhány egyszerű és látványos következményre. A témakör a bevezető elméleti elektrodinamika egyetemi előadások kiegészítéseként alkalmas a modern részecskefizikai kutatások felé orientáló feldolgozásra.

Az axionhipotézis eredetéről

Az erős kölcsönhatás elméletileg bizonyítottan ellentmondásmentes, kísérletileg igazolt elmélete a kvantumszíndinamika. Önkölcsönható erőterei, az $A_\mu^a(\mathbf{x}, t)$ gluonterek ($\mu = 1, \dots, 4$ a Lorentz-index, $a = 1, \dots, 8$ pedig a színindex) elméletét különösen egyszerű alakú Lagrange-sűrűség definiálja:

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (1)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c.$$

Arra a kérdésre, hogy miért nem adják hozzá ehhez a kifejezéshez a

$$\Delta L = \Theta \frac{g^2}{64 \pi^2} \tilde{F}_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (2)$$

$$\tilde{F}_{\mu\nu}^a = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{a\rho\sigma}$$

tagot (Θ szabályozza e tag erősségét), a válasz elsőre nagyon egyszerű: ΔL tértükrözésre előjelet vált, azaz sérti az elmélet tükrözési szimmetriáját. Az erre alapozott kizárás jogossága akkor vált kérdésessé, amikor megértették a kombinált töltéstükrözési és tértükrözési (röviden a CP) szimmetria sérülésének eredetét az egy-

séges elektroggyenge elmélet keretei között. A teljesen hasonló szerkezetű két elmélet (mindkettő nem-abeli mértékelmélet) arra a várakozásra vezetett, hogy a kvantum-színdinamika is sértheti a CP-szimmetriát.

A módosult erős kölcsönhatási elmélet megfigyelhető következményeinek elemzésekor azonban kiderült, hogy Θ megfigyelhető értéke természetellenesen kicsi:

$$|\Theta_{\text{exp}}| < 10^{-10}. \quad (3)$$

Az axionhipotézis azzal a feltételezéssel értelmezi ezt a helyzetet, hogy Θ_{exp} valójában két egymást kompenzáló járulékból tevődik össze. A QCD mellett egy hipotetikus axionmező és az $F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}$ kifejezés csatolásával is kiegészítik az elméletet:

$$\Delta L = \left(\Theta_{\text{QCD}} + \xi \frac{a(\mathbf{x}, t)}{f_a} \right) \frac{g^2}{64 \pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}. \quad (4)$$

Felteszik, hogy az $a(\mathbf{x}, t)$ mező saját paritása negatív, ezért a kiegészítő kölcsönhatás összességében nem paritássértő. Az f_a tömegdimenziójú állandó kompenzálja az a -tér dimenzióját. Amennyiben az axiontéren nem nulla várható értéke van, akkor a két járulék kiejtheti egymást:

$$\Theta \rightarrow \Theta_{\text{eff}} = \Theta_{\text{QCD}} + \xi \frac{\langle a(x) \rangle}{f_a} \approx 0. \quad (5)$$

Ezt a várható értéket más hatásával nem lehet észlelni, de a kondenzátum gerjesztésének kvantumát, az axion-részecskét ki lehetne mutatni. Erre immár több, mint négy évtizede törekednek a fizikusok, egyelőre eredménytelenül. A kutatás fő eszköze az axionok elektrodinamikai hatásának kimutatása, amelyre Paul Sikivie tett javaslatot 1983-ban.¹ Az axionmező a gluonszatolással analóg módon csatolódhat az elektromágneses térből alkotott $F\tilde{F}$ kombinációhoz. A csatolt axion-elektromágneses elmélet Lagrange-sűrűsége a következő:

$$\begin{aligned} L_{\text{EM}+a} &= \frac{1}{2} \left[(\partial_\mu a(x))^2 - m_a^2 a^2(x) \right] - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \\ &+ \frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma} a(x) F_{\mu\nu}(x) \tilde{F}^{\mu\nu}(x) - j_\mu A_\mu = \\ &= \frac{1}{2} \left(\varepsilon \mathbf{E}^2(x) - \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2(x) \right) - g_{a\gamma\gamma} a(x) \mathbf{E}(x) \mathbf{B}(x) + \quad (6) \\ &+ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{c^2} (\partial_t a(x))^2 - (\partial_i a(x))^2 - \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2} a^2 \right) - \\ &- j_0 A_0(x) + \mathbf{j}(x) \mathbf{A}(x). \end{aligned}$$

¹Az elektromágneses hatásokon alapuló axionkutatás helyzetéről lásd az [1] összefoglalót!

A Magyar Fizikus Vándorgyűlésen, Veszprémben, 2022. augusztus 22-én tartott előadás írott változata.



Patkós András (1947) akadémikus, az ELTE emeritus egyetemi tanára. Elméleti fizikus, aki a kvantumtérelméletek megoldási módszereit fejleszti, az erős és az elektroggyenge anyag fázisátalakulásait, azok kozmológiai szerepét kutatja. Számos tankönyv (társ)-szerzője. Rendszeresen ír tudományos-népszerűsítő cikkeket is.

A képletet, a továbbiak követésének megkönnyítésére nem relativisztikus jelöléssel, az elektromos térerősség ($\mathbf{E} = -\dot{\mathbf{A}} - \nabla A_0$) és a mágneses indukciósűrűség ($\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$) segítségével is felírtam. Miután $\mathbf{E}$ poláris, $\mathbf{B}$ viszont axiálvektor, nyilvánvaló, hogy az $\mathbf{EB}$ kombináció sérti a tükrözési szimmetriát, amit a pszeudoskalár a -tér kompenzál. Az elektromosan töltött források sűrűségét a j_μ 4-vektor adja meg.

Az eddigi vizsgálatok alapján az axionok tömegének legvalószínűbb tartományára extrém kis értéket javasolnak; a fotonterhez csatolódásuk becsült erőssége is szupergyenge:

$$10^{-16} \frac{\text{GeV}}{c^2} < m_a = \frac{\hbar \omega_a}{c^2} < 10^{-14} \frac{\text{GeV}}{c^2}, \quad (7)$$

$$g_{a\gamma\gamma} \approx 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}.$$

Nem relativisztikus sötét anyagnak tekinthetők, mivel elektromos töltésük nulla és átlagos sebességük a fénysebesség ezredrésze, azaz mozgási energiájuk elhanyagolható a nyugalmihoz képest.

Módosított Maxwell-egyenletek és az energiamérleg

Az axioncsatolás a forrásos Maxwell-egyenleteket módosítja. A homogén egyenletek a térerősségek és a vektorpotenciál változatlan kapcsolata miatt változatlanok. Először a térmennyiségekhez konjugált kanonikus impulzusokat adjuk meg:

$$\Pi_a = \frac{1}{c^2} a \equiv \frac{p_a}{c},$$

$$\Pi_{A_0} = 0,$$

$$\Pi_A = -\varepsilon \mathbf{E} + g_{a\gamma\gamma} a \mathbf{B} \equiv -\mathbf{D}. \quad (8)$$

A harmadik egyenletben jelentkezik az axioncsatolásból származó első furcsaság: az elektromos eltolás és a térerősség kapcsolatában a polarizációsűrűség helyén az axiontér és a mágneses indukció szorzata áll. Következő lépésként a kanonikus impulzusokkal végzett Legendre-transzformáció révén meghatározzuk az energiasűrűség kifejezését:

$$\mathcal{H} = -\dot{\mathbf{A}} \mathbf{D} + \dot{a} \Pi_a - L =$$

$$= \frac{1}{2} \left(p_a^2 + (\nabla a)^2 + \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2} a^2 \right) +$$

$$+ \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{D}^2 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{\mu (g_{a\gamma\gamma} a)^2}{\varepsilon} \right) \mathbf{B}^2 \right] +$$

$$+ \frac{g_{a\gamma\gamma}}{\varepsilon} a \mathbf{B} \mathbf{D} + j_0 A_0 - \mathbf{j} \mathbf{A}. \quad (9)$$

Megjegyezhetjük, hogy a mágneses energiasűrűség együtthatójában a mágneses szuszceptibilitás helyére az axionamplitúdótól függő kifejezés került, továbbá megjelent az elektromágneses tér és az axiontér kölcsönhatását leíró additív járuléka is. A Hamilton-egyenleteket további új térkombináció bevezetésével hozhatjuk a szokásos alakra:

$$\nabla \mathbf{D} = j_0,$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \dot{\mathbf{D}},$$

$$\frac{1}{c^2} \ddot{a} - \Delta a + \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2} a = -\frac{1}{\varepsilon} g_{a\gamma\gamma} \mathbf{B} (\mathbf{D} + g_{a\gamma\gamma} a \mathbf{B}), \quad (10)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu'} \mathbf{B} + \frac{1}{\varepsilon} g_{a\gamma\gamma} a \mathbf{D},$$

$$\frac{1}{\mu'} = \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{\mu (g_{a\gamma\gamma} a)^2}{\varepsilon} \right).$$

Második sajátosságként látjuk, hogy a mágneses térerősség definíciójában a mágnesezettség szokásos helyére az axionamplitúdó és az elektromos eltolási vektor szorzata került.

A tankönyvi eljárást [2] követve, a töltéssűrűségeen végzett mechanikai munka teljesítményéből indulva, a forrásokat a téregyenletekkel kiküszöbölve „felfedezzük” a kisugárzott elektromágneses teljesítmény, illetve az axiontér és az elektromágneses tér együttes energiája változási sebessége kifejezését az energiamérlegben:

$$\frac{dE_{\text{mech}}}{dt} = \int d^3x \mathbf{j}_e \mathbf{E} = \int d^3x [(\nabla \times \mathbf{H}) \mathbf{E} - \mathbf{E} \dot{\mathbf{D}}] =$$

$$= - \int d^3x \nabla (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) -$$

$$- \frac{d}{dt} \int d^3x \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{D}^2 + \frac{1}{\mu'} \mathbf{B}^2 \right) + \frac{g_{a\gamma\gamma}}{\varepsilon} (a \mathbf{B} \mathbf{D}) \right] +$$

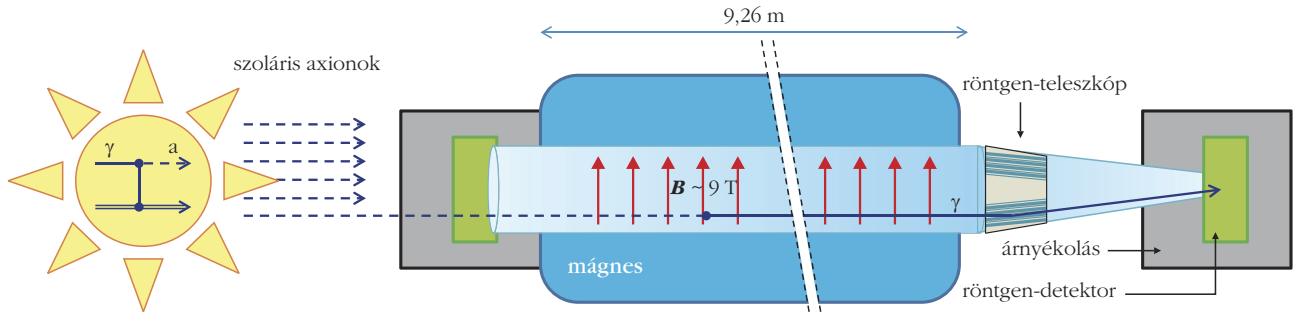
$$+ \frac{g_{a\gamma\gamma}}{\varepsilon} \int d^3x \dot{a} \mathbf{B} (\mathbf{D} + g_{a\gamma\gamma} a \mathbf{B}) =$$

$$= - \int d\mathbf{F} \mathbf{S}_{\text{Poynting}} - \frac{dE_{\text{em+int}}}{dt} + \int d^3x g_{a\gamma\gamma} \dot{a} \mathbf{B} \mathbf{E}. \quad (11)$$

A képlet utolsó alakjának harmadik tagja jelzi, hogy a rendszer elektromágneses energiáját a mechanikai munkavégzés és a sugárzás mellett egy további, az axiontér időbeli változási sebességével arányos tag is változtatja. Ez az axionszektorral történő energiacsere miatt lép fel, amely értelmezést megerősíti az axiontér energiájának változási sebességében fellépő ellentétes előjelű tag:

$$\frac{dE_a}{dt} = \int d^3x \dot{a} \left(\frac{1}{c^2} \ddot{a} - \Delta a + \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2} a \right) =$$

$$= - \int d^3x g_{a\gamma\gamma} \dot{a} \mathbf{E} \mathbf{B} \equiv \int d^3x \mathbf{j}_{\text{axion}} \mathbf{E}.$$



1. ábra. A helioszkópban létrehozott erős mágneses térben a solár axionok röntgenfotonokká alakulnak, amelyeket röntgenszállagászati technikával észlelnek.

A képlet végén bevezettük azt az effektív elektromos(!) áramsűrűséget, amelyet a töltetlen axionter hoz létre. Ez a központi objektuma az axionok elektromágneses hatás révén történő kimutatása összes javaslatának:

$$\mathbf{j}_{\text{axion}} = -g_{a\gamma\gamma} \dot{\mathbf{a}} \mathbf{B}. \quad (13)$$

Az axionészlelés kulcsa: a Primakoff-effektus

A Primakoff-hatás két alapvető folyamatot ír le: erős külső mágneses térben fényhullám átváltozását axionba, illetve ennek a fordított irányban lezajló változatát.

Axionáram konverziója elektromágneses hullámba [3]

Ez az átalakulás a Napból érkező axionok úgynevezett *helioszkópos* észlelésének alapfolyamata, amelynek vázlatát az 1. ábra mutatja.

A nagyon gyenge csatolás miatt a $g_{a\gamma\gamma}$ csatolási erősségben linearizált egyenletet használjuk:

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B} + g_{a\gamma\gamma} \nabla \times (a \mathbf{E}) = \epsilon \dot{\mathbf{E}} - g_{a\gamma\gamma} (a \dot{\mathbf{B}}). \quad (14)$$

A mágneses indukció két tag összege: $\mathbf{B} = \mathbf{B}^0(\mathbf{x}) + \mathbf{b}(\mathbf{x}, t)$, az elektromos térnek csak dinamikus komponense van: $\mathbf{E} = \mathbf{e}(\mathbf{x}, t)$. A dinamikai terekben nemlineáris tagokat elhagyva, első közelítésben az

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{b} - \epsilon \dot{\mathbf{e}} = -g_{a\gamma\gamma} \dot{a} \mathbf{B}^0 \quad (15)$$

egyenletre jutunk.

Ebből a $\nabla \mathbf{A} + \epsilon \mu \dot{\mathbf{A}}_0 = 0$ Lorentz-mértékben a következő hullámegyenlet adódik:

$$\frac{1}{c^2} \ddot{\mathbf{A}} - \Delta \mathbf{A} = -\mu g_{a\gamma\gamma} \dot{a} \mathbf{B}^0. \quad (16)$$

Nyilvánvaló, hogy a jobb oldal a vektorpotenciál hullámegyenletének forrástagja, amelyből (az $\dot{a}$ függvényt adottnak véve) standard módon meghatározható a távolzónában kialakuló sugárzás.

Lézerfény átalakulása axionba [3]

Ennek tárgyalásához érdemes az axionter hullámegyenletét vizsgálni. A csatolásban és a dinamikai terekben linearizált egyenlet, amelyben a lézerfény elektromos térsűrűségével arányos forrástag jelenik meg, a következő:

$$\frac{1}{c^2} \ddot{a} - \Delta a + \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2} a = -g_{a\gamma\gamma} \mathbf{B}^0(\mathbf{x}) \mathbf{e}(\mathbf{x}, t). \quad (17)$$

Ezt az egyenletet lehet megoldani a tömör falon történő átsugárzás esetében (a beeső $\mathbf{e}(\mathbf{x}, t)$ ismeretében). A 2. ábrán a faltól balra végbemenő folyamat tárgyalására ezt az egyenletet használhatjuk, majd a fal jobb oldalán a fénné visszaalakulás az előző alfejezettel írható le.

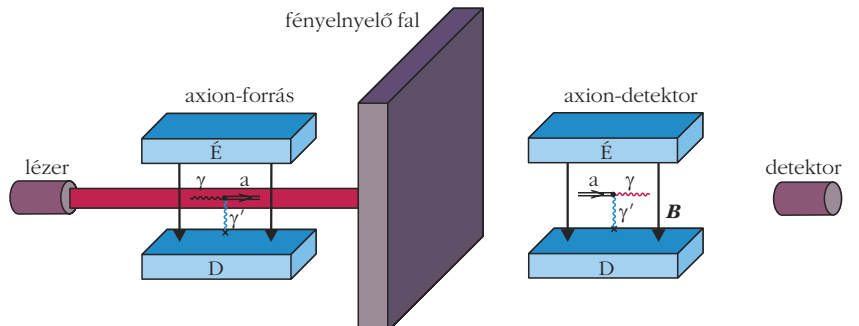
Axionhullám és elektromágneses hullám csatolt terjedése [4]

A (16) és (17) egyenletek együttes (egymásba periodikusan átoszcilláló) hullámmegoldását is kereshetjük külső mágneses térben. Jelöljük $A_{||}$ -sal a vektorpotenciál $\mathbf{B}^0$ irányú vetületét. Keressük a megoldást a $|\mathbf{k}| \gg m_a c / \hbar$ tartományban, ahol az axionter tömege elhanyagolható. Bevezetve a $\zeta = A_{||} + ia\sqrt{\mu}$ komplex változót, észrevehetjük, hogy az a

$$\ddot{\zeta} - \Delta \zeta = -i\sqrt{\mu} g_{a\gamma\gamma} B^0 \dot{\zeta} \quad (18)$$

egyenletet elégíti ki.

2. ábra. Mágneses térrel a fotonfluxus kis hányadát axionná alakítva, azok áthatolnak a fény számára áthatolhatatlan falon, majd az axionokat mágneses térrel visszaalakítva mégis bekövetkezhethet a „csoda”.



A megoldást $\zeta(\mathbf{x}, t) = \delta\zeta(t) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)$ alakban keressük, ahol $\delta\zeta$ lassan változó függvény (második deriváltja elhanyagolható). Egyenlete:

$$2\delta\zeta \approx -i\sqrt{\mu} g_{a\gamma\gamma} B^0 \delta\zeta. \quad (19)$$

Ennek megoldását használva kapjuk, hogy

$$A_{||} = A^0 \cos\left(\frac{\sqrt{\mu} g_{a\gamma\gamma} B^0}{2} t\right) \cos(k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}), \quad (20)$$

$$\sqrt{\mu} a = A^0 \sin\left(\frac{\sqrt{\mu} g_{a\gamma\gamma} B^0}{2} t\right) \cos(k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}).$$

Az elektromágneses hullám $\mathbf{B}^0$ -ra merőleges komponensének terjedésére az axionokkal való kölcsönhatás nem hat. Tehát egy általános sík polarizációjú elektromágneses hullám polarizációs síkja $\mu^{1/2} g_{a\gamma\gamma} B^0$ frekvenciával oszcillál az eredeti sík és a $\mathbf{B}^0$ -ra merőleges sík között.

Az elektromágneses sugárzás polarizáció síkjának elfordulása [4]

Az axiontér hatását az elektromágneses hullám terjedésére abban a közelítésben is vizsgálhatjuk, amikor az axionteret (és ezzel deriváltjait is) a tér minden pontjában és minden időpontban adottnak tekintjük. Ekkor a szokásos síkhullám parametризációt a gerjesztési törvénybe behelyettesítve:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \hat{\mathbf{E}} E^0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}, \quad (21)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}^0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)},$$

majd az indukciótörvénnyel összekapcsolva az E^0 és $|\mathbf{B}^0|$ amplitúdókat a következő diszperziós összefüggésre jutunk:

$$i\left(-\frac{k^2}{\omega} + \omega\right) \hat{\mathbf{E}} = -\mu g \left(\hat{\mathbf{E}} \times \nabla a + \frac{1}{\omega} (\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{E}}) \dot{a}\right), \quad (22)$$

amit könnyen hozhatunk áttekinthetőbb alakra:

$$(\omega^2 - k^2) (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{E}}) = i\mu g (\omega \hat{\mathbf{k}} \nabla a + k \dot{a}) \hat{\mathbf{E}}. \quad (23)$$

A $g_{a\gamma\gamma}$ hatványai szerint haladó első közelítésben $\omega = |\mathbf{k}|$, amivel a jobb oldalon kiemelhető tényezőként jelenik meg a $\hat{\mathbf{k}} \nabla a + \dot{a}$ kifejezés. Ez viszont nem más mint az axiontér sugárzás pályája mentén vett deriváltja da/ds (ds a pálya ívhosszeleme). Másrészt a bal oldalon $\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{E}}$ -nek a hullámvektorra merőleges síkban jobbra, illetve balra cirkulárisan polarizált módusok ellenkező sajátértékekhez tartozó sajátvektorai, ezekre tehát eltérő diszperziós reláció érvényes:

$$\omega_{\pm} = k \mp \frac{1}{2} \mu g (\hat{\mathbf{k}} \nabla a + \dot{a}) = k \mp \frac{1}{2} \mu g \frac{da}{ds}. \quad (24)$$

A Faraday-hatással egyező helyzetre jutottunk.

A polarizáció síkjának elfordulását ez esetben az axiontér trajektória menti változási rátája határozza meg. A relációt integrálva jutunk a polarizációs sík $\Delta\Phi$ elfordulási szögének és az axiontér megváltozása közötti arányossághoz:

$$\Delta\Phi = -\frac{1}{2} \mu g \Delta a. \quad (25)$$

Axionrezgés sugárzási csillapodása [5]

A következőkben az ω_a frekvenciával koherensen (helyfüggetlenül) rezgő axiontér viselkedését vizsgáljuk, feltételezve, hogy egy L jellemző méretű hengerben a tengellyel párhuzamos $\mathbf{B}^0$ sztatikus mágneses tér hat rá. Ebben a geometriában a tengellyel párhuzamosan $\mathbf{j}_{\text{axion}} = -g_{a\gamma\gamma} \dot{a} \mathbf{B}^0$ áramsűrűség lép fel, ami (16) alapján

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int d^3x' \frac{1}{R} \mathbf{j}_{\text{axion}}(\mathbf{x}', t - R/c), \quad (26)$$

– itt $R = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ – retardált vektorpotenciállal megadott elektromágneses teret hoz létre. Felhasználva, hogy az elektromos térerősség sugárzási részét $-\dot{\mathbf{A}}$ adja, az ebből számolt axionáramot behelyettesítjük a (17) jobb oldalára:

$$\frac{1}{c^2} \ddot{a} + \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2} a = -\frac{\mu g^2}{4\pi} \int d^3x' \frac{\mathbf{B}^0(\mathbf{x}) \mathbf{B}^0(\mathbf{x}')}{R} \ddot{a} \left(t - \frac{R}{c}\right). \quad (27)$$

A jobb oldalt átlagoljuk a nemnulla B^0 -val jellemzett tértartományra, amivel konzisztenssé válik a bal oldal feltételezett helyfüggetlenségével. Ez az egyenlet alkalmas a sugárzási csillapítás kimutatására és karakterisztikus ideje kiszámítására különböző közelítésekben.

A legegyszerűbb feltételezni a retardálási sorfejtés jogosságát, azaz az $L\omega_a/c \ll 1$ feltevést használjuk. A kifejtés első tagja $\ddot{a}$ -tal arányos, azaz a fázissebesség módosulására vezet:

$$\frac{1}{v_f^2} = \frac{1}{c^2} + \frac{g_{a\gamma\gamma}^2}{4\pi\epsilon} V_H \frac{1}{V_H^2}. \quad (28)$$

$$\cdot \int d^3x \int d^3x' \frac{1}{R} \mathbf{B}^0(\mathbf{x}') \mathbf{B}^0(\mathbf{x}).$$

A következő tag az öncsillapítást jellemző úgynevezett „hárompontos erő”:

$$\ddot{a} + \frac{m_a^2 c^2 v_f^2}{\hbar^2} a = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 v_f^2}{4\pi c \epsilon} V_H (\overline{\mathbf{B}^0 V_H})^2 \ddot{a}. \quad (29)$$

A kapott egyenletnek a töltött harmonikus oszcillátor esetével azonos formáját kihasználva a sugárzási szélességre természetes ($\hbar = c = 1$) egységekben egyszerű képletet kapunk:

$$\Gamma = \frac{\omega_a^2}{2\pi} g_{a\gamma\gamma}^2 U_B, \quad (30)$$

ahol U_B a $\mathbf{B}^0 \neq 0$ tartomány mágneses energiája. Számpéldaként,

$$\omega_a \approx m_a = 10^{-16} \text{ GeV}, \quad |\mathbf{B}^0| = 10 \text{ T}, \quad (31)$$

$$R = 10 \text{ cm}$$

választással a koherens axionoszillációk relaxáció ideje összemérhető az Univerzum életkorával:

$$\Gamma^{-1} \approx 1,7 \cdot 10^{18} \text{ s} \approx 5,3 \cdot 10^{10} \text{ év}. \quad (32)$$

Nagyobb axiontömegre (például $m_a \approx 10^{-14} \text{ GeV}/c^2$) a retardálásban nem jogosult a sorfejtés, de a speciális geometriákra elvégzett explicit számítások azonos nagyságrendet adnak a csillapítás karakterisztikus idejére.

Megjegyezzük még, hogy az axionszektor energiájának csökkenésére a (26)-ból számított elektromos térerősséget behelyettesíthetjük a (12) képletbe, majd azt, a retardálási sorfejtés első tagját megtartva, integrálhatjuk az axion egy rezgési periódusára. Egy parciális időintegrálást elvégezve igen egyszerű kifejezést kapunk az átlagos veszteségre:

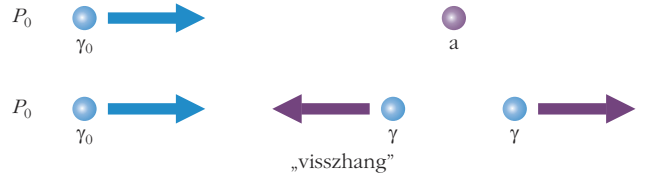
$$\begin{aligned} & \frac{1}{T} \int_0^T dt \frac{dE_a}{dt} = \\ & = -\frac{\mu}{8\pi c} g_{a\gamma\gamma}^2 \left(\int_{V_H} d^3x \mathbf{B}_0(\mathbf{x}) \right)^2 \frac{1}{T} \int_0^T |\ddot{a}(t)|^2 dt. \end{aligned} \quad (33)$$

Axioncsillag létezése [6]

Az axionok bozonok, amelyek elegendően nagy sűrűség esetén Bose–Einstein-kondenzátumot alkotnak, ami klasszikus térként tárgyalható. Megmutatták, hogy akár szabad (nem kölcsönható) axionok zérusponti kinetikus energiája egyensúlyt tud tartani a részecskék saját gravitációs terével. A véges méretű anyagcsomósodást *axioncsillagnak* hívják. Részben axionokat, részben fotonokat kibocsátva (ha például neutroncsillag felületén jön létre) igen lassan bomlik el. Becsült élettartama az Univerzuméval azonos nagyságrendű.

Elektromágneses hullám visszhangja axionfelhőről [7]

Ez az előzőeknél bonyolultabb hatás, amelyben a vektorpotenciál egyenletét perturbáló tag nemlinearitása főszerepet játszik. Az axionrészecske elektromágneses sugárzással indukált bomlásáról van szó, amelyet képszerűen a 3. ábrával illusztrálhatunk.



3. ábra. Az axioncsillagra irányított nagy intenzitású elektromágneses sugárzás indukálja az axion bomlását két fotonra. Az egyik a nyalábbba olvad, a másik éppen ellenkező irányban sugárzódik ki és az elektromágneses sugárzás forrásánál detektálható.

Az ábra felső részében megjelenő javaslat szerint a Földről P_0 teljesítményű fotonnyalábot indítanak egy csillagászati objektum felé, amelynek környezetében feltételezik az axionok feldúsulását. Az ábra alsó része mutatja a várakozást, amely szerint alkalmas (rezonáns) frekvencia esetén a besugárzástól indukálva bekövetkezik az axiontér elbomlása két fotonra, amelyek közül az egyik a nyalábbal együtt halad tovább, a másik viszont pontosan ellenkező irányban haladva visszhangként érkezik vissza a kibocsátó forráshoz a Földre.

A besugárzó vektorpotenciált $\mathbf{A}_0$, a visszasugárzott hullámot $\mathbf{A}_1$ írja le. Előbbi az eredeti maxwelli hullámegyenlettel tárgyaljuk, utóbbi egyenletét (16) jobb oldalán $\mathbf{B}^0$ helyére $\nabla \times \mathbf{A}_0$ -t helyettesítve kapjuk meg:

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{A}}_0 - \Delta \mathbf{A}_0 &= 0, \\ \ddot{\mathbf{A}}_1 - \Delta \mathbf{A}_1 &= -\mu g_{a\gamma\gamma} \dot{a} \nabla \times \mathbf{A}_0. \end{aligned} \quad (34)$$

Vegyük az $\mathbf{A}_1(\mathbf{k}, t)$ Fourier-módus egyenletét, amelyhez forrásként használjuk a nyugvónak feltételezett axionrezgés $a(t) = a_0 \sin(m_a t)$, valamint a beeső hullám $\mathbf{A}_0(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$ módusának hatását:

$$\begin{aligned} (\partial_t^2 + k^2) \mathbf{A}_1(\mathbf{k}, t) &= \\ &= -\mu g_{a\gamma\gamma} a_0 m_a \cos(m_a t) i \mathbf{k} \times \mathbf{A}_0(\mathbf{k}) e^{-i\omega t}. \end{aligned} \quad (35)$$

A visszhanghullámra kváziharmonikus időfüggést teszünk fel, lassan változó $\mathbf{A}_1$ amplitúdóval. Fontos észrevenni, hogy a rezgési frekvenciát ellenkező előjellel kell választani ahhoz, hogy a hullám $-\mathbf{k}$ irányba haladjon!

$$\mathbf{A}_1(\mathbf{k}, t) = \mathbf{A}_1(\mathbf{k}, t) e^{+i\omega t}. \quad (36)$$

Az előző egyenletbe helyettesítve, a lassú változás feltevésének megfelelően $\mathbf{A}_1(\mathbf{k}, t)$ első időderiváltját tartjuk csak meg. Az idő szerinti integrálást elvégezve az $m_a \pm 2\omega$ frekvenciakombinációk jelennek meg. Eből a rezonáns tagra vagyunk kíváncsiak:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1(\mathbf{k}, t) &= \\ &= -\frac{\mu g_{a\gamma\gamma} m_a a_0}{4} \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{A}_0(\mathbf{k}) \frac{\sin((m_a - 2\omega) t)}{m_a - 2\omega}. \end{aligned} \quad (37)$$

Ezzel megkonstruálható egy tetszőleges térbeli spektrumú, $\omega = m_a/2$ frekvenciájú sugárzás visszhangjaként

várható elektromágneses sugárzás amplitúdója. A leggyakoribb paraméterértékekkel az adódott, hogy a bomlást indukáló sugárzás teljesítményének 10^{-28} -ad része sugárzódik vissza.

Irodalom

1. P. Sikivie: Invisible axion search methods. *Rev. Mod. Phys.* 93 (2021) 15004.
2. J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons (1998) Chapter 16.7
3. P. Sikivie: Experimental Tests of the “Invisible” Axion. *Phys. Rev. Letters* 51 (1983) 1415.
4. D. Harari, P. Sikivie: Effects of a Nambu–Goldstone boson on the polarisation of radio galaxies and the cosmic microwave background. *Phys. Letters, B289* (1992) 67.
5. A. Patkós: Radiation backreaction in axion electrodynamics. *Symmetry* 14 (2022) 1113.
6. J. Eby, M. Leembruggen, P. Suranyi, L. C. R. Wijewardhana: Collapse of Axion Stars. *JHEP* 12 (2016) 066.
7. A. Arza, P. Sikivie: Production and detection of an axion dark matter echo. *Phys. Rev. Letters* 123 (2019) 131804.

A FIZIKA TANÍTÁSA

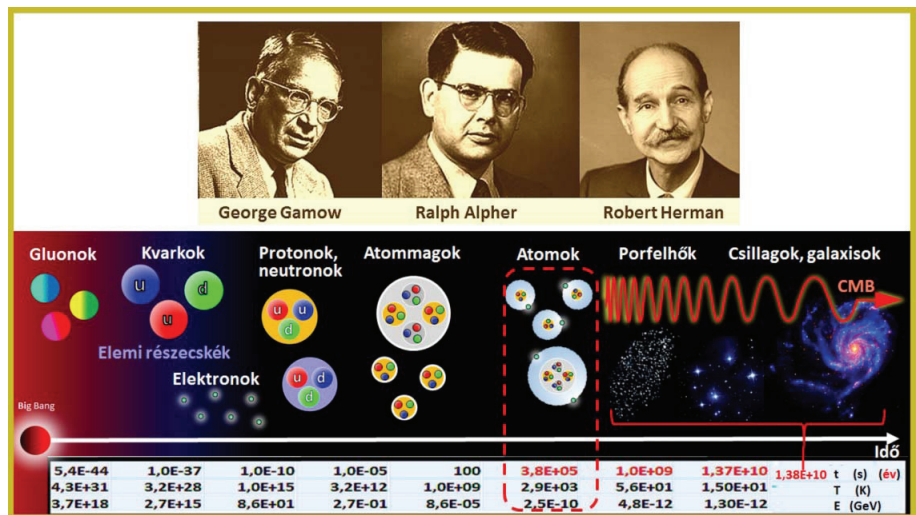
BIG BANG FIZIKAKURZUS ELEKTRONIKUS TANULÁSTÁMOGATÁSSAL – 2. rész

Keresztesi Miklós

Pécsi Tudományegyetem, Természettudományi Kar

Az első részben *Albert Einstein* gravitációs egyenletétől indultunk. Ezt megoldva *Alexander Friedmann* orosz-szovjet elméleti fizikus időben változó téridőgörbületre jutott. *Georges Lemaître* belga pap, egyben elméleti fizikus szintén megoldva az egyenletet felismerte, hogy az Univerzum tágul, megalkotta ősrobbanás-elméletét. 1948-ban *George Gamow*, *Ralph Alpher* és *Robert Hermann* amerikai fizikusok frissítették az 1927-es ősrobbanás-elméletet. Az erről elhangzottak kibővítésével folytatjuk a kurzus bemutatását (8. ábra).

A kezdet az ősrobbanás, Big Bang, majd az Univerzum tágul és hűl. Számítások alapján az egyes fizikai eseményekhez *t* időpontot, *T* hőmérsékletet, *E* energiaértéket rendeltek, ezek a jellemzők az ábra alján, egymás alatt találhatók, balra az első adathármas a Planck-



8. ábra. George Gamow és doktorandusz hallgatói.

időhöz – jelentése később –, $t = 5,4 \cdot 10^{-44}$ s-hoz tartozik, ekkor $T = 4,3 \cdot 10^{31}$ K és $E = 3,7 \cdot 10^{18}$ GeV. Az ábrán a szaggatott vonallal körülvett adathármas a Big Bang utáni 380 ezredik évet, az elektronbefogás korát jelöli, ekkor kapcsolódtak a szabadon mozgó elektronok a pozitív töltésű atommagokhoz, létrejöttek a semleges atomok. Gamow és csoportja előre jelezte, hogy ekkor az Univerzum átlátszóvá válik és kiszabadulhatnak a minduntalan ütköző fotonok. *Arno Penzias* és *Robert Wilson* meg is találták ezt a sugárzást (1965), a Kozmikus Mikrohullámú Háttersugárzást (CMB).⁷

⁷A gluonok és kvarokok még nem voltak ismeretesek 1948-ban. Azért kerültek az ábrára, mert elemi részecskék és a standard modellben (10. ábra) is együtt találhatók.



Keresztesi Miklós fizika–matematika és a műszaki ismeretek tanár. 1964-től nyugdíjazásáig a tanárképzőn, majd a PTE TTK-n dolgozott; elektronikát, számítógépes és mikroprocesszoros irányítást tanított, számítógéppel támogatott távoktatási kurzusokat tartott. Tíz évig működött az általa fejlesztett informatika, kiegészítő szakos tanárképzés, offline számítógépes irányítással. A 2010-es években szaktárgyához eLearninges kérdésbankot fejlesztett és online vizsgáztatott.

Az elemi részecskék standard modellje

Az ősrobbanás-elmélet kiteljesedésében fontos mozzanat annak felismerése, hogy a proton, a neutron nem elemi részecske (9. ábra).

1964-ben Murray Gell-Mann és George Zweig amerikai fizikusok részecskefizikai munkássága elvezetett az elemi részecskék standard modelljéig (SM).

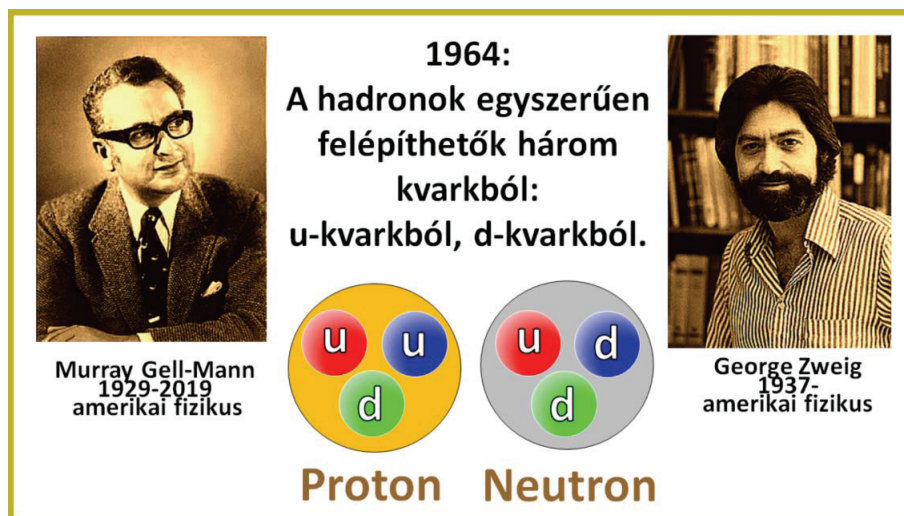
A látható világ⁸ kialakulásában fontos szerepet játszanak az SM első oszlopában lévő u-kvark, d-kvark, elektron, valamint a bozonok közül a foton és gluon (10. ábra). Az SM többi részecskéi (c-kvark, s-kvark, t-kvark, b-kvark, Z^0 , $W^\pm$ bozonok) a részecskefizikai jelenségek mélyebb értelmezésében kapnak szerepet. A protonok és neutronok 3-3 kvarkos szubatomi részecskék, amelyek a hadronoknak nevezett részecskék csoportjába tartoznak.

A háromkvarkos hadronokat barionoknak nevezi a részecskefizika. A látható világot barionos világnak is mondhatjuk. A standard modellben a Higgs-bozon is szerepel, amelyet évtizedekig kerestek és végül 2012-ben a Nagy Hadronütköztető segítségével találták meg. Létezését Peter Higgs az SM alapján jósolta meg. A Higgs-tér bozonja felelős a többi részecske tömegéért, a tömeg nélküli fermionok a Higgs-térrel kölcsönhatásban tömeget nyernek.

A standard modellben a fermionok anyagi részecskék, a bozonok az erőhordozók. A fermionoknak léteznek antirészecskéi (ezeket általában felülvonással jelöljük), amelyek elektromos töltésük előjelében különböznek, a többi adat (tömeg, spin) változatlan. Például az elektron antirészecskéje a pozitron. Az u-kvark elektromos töltése $+2/3$, az anti u-kvark elektromos töltése $-2/3$. A d-kvark elektromos töltése $-1/3$, antirészecskéjének ugyanezen paramétere $+1/3$. A neutrínóknak nincs elektromos töltése, a részecske-antirészecske megkülönböztetést a leptonszámmal⁹ jellemezhetjük. Összetett részecskék (például

⁸Van egy nem látható világ is sötét anyaggal és sötét energiával.

⁹Marx György nevéhez fűződik a fogalom megalkotása 1951-ben. Például az elektronneutrínó leptonszáma $+1$, anti-elektronneutrínó leptonszáma -1 .



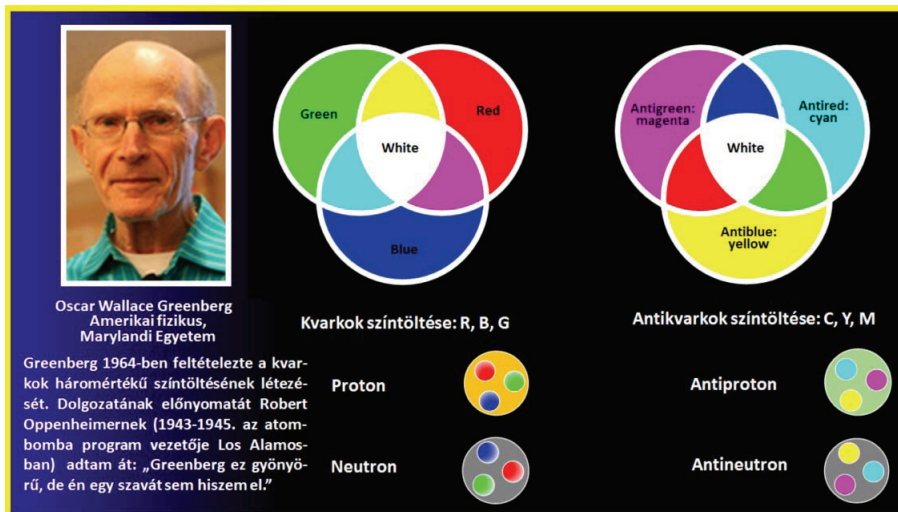
9. ábra. A proton, a neutron nem elemi részecskék, kvarkokból épülnek fel.

proton) antirészecskéi anti-elemirészecskékből tevődnek össze. A proton szerkezete $p = uud$, az antiprotoné $\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$. A neutron szerkezete $n = udd$, az antineutroné $\bar{n} = \bar{u}\bar{d}\bar{d}$.

A fermionok spinje $1/2$, a bozonoké 1 . A Higgs-bozon spinje 0 . A részecskék tömegét nem csak kg-ban lehet kifejezni, hanem az einsteini tömeg-energia azonosság elve ($E = mc^2$) alapján eV/c^2 egységben is. Ennek a táblázatban használt prefixumai M (mega, 10^6) és G (giga, 10^9). Például az elektron tömege $0,511 \text{ MeV}/c^2$, míg a tau-részecske tömege $1,777 \text{ GeV}/c^2$. A fermionokat tekintve, az első oszlopban lévő kvarkok és leptonok (u-kvark, d-kvark, elektron, elektronneutrínó) a legkönnyebbek. Az SM-ben második oszlop tagjai már nehezebbek, a legnehezebb fermionok pedig a harmadik oszlopban találhatók. A bozonok közül a fotonnak és gluonnak nincs tömege, míg a Z^0 és $W^\pm$ bozonok jelentős tömeggel rendelkeznek. A második legnehezebb elemi részecske (a t-kvark után) a Higgs-bozon. Az elektron töltése -1 , ugyanennyi a müon és tau-részecske töltése is. Az

10. ábra. Van körülöttünk egy látható világ, amely kvarkokból, leptonokból épül fel, a bozonok aktív közreműködésével.

Standard Modell						Bozonok	
Fermionok	Kvarkok	u	2,3 M 2/3 1/2	c	1,27 G 2/3 1/2	γ	0 0 1
		d	4,8 M -1/3 1/2	s	95 M -1/3 1/2	H	125 G 0 0
	Leptonok	e	0,511 M -1 1/2	μ	105,7 M -1 1/2	g	0 0 1
		ν_e	<2,2 0 1/2	ν_μ	<0,17 M 0 1/2	W^{+-}	80,4 G +1 1
		τ	1,777 G -1 1/2	ν_τ	<15,5 M 0 1/2	Z^0	91,2 G 0 1
							Tömeg [eV/c ²] Töltés Spin



11. ábra. Kvarkisméltés lépett fel egyes hadronokban. A Pauli-féle kizárási elv érvényesítésére Greenberg bevezeti a kvarkok, gluonok színtöltését.

u-, c-, t-kvarkok töltése $+2/3$, a d-, s-, b-kvarkok töltése $-1/3$. Nincs elektromos töltése a fotonnak, gluonnak, Higgs-bozonnak és a három neutrínónak.

A kvarkok, gluonok színesek

A proton 3 kvarkból épül fel, szerkezete – mint már szerepelt – u-kvark + u-kvark + d-kvark. A neutron összetétele udd. A Pauli-féle kizárási elv szerint az azonos kvantumszámú kvarkisméltődés egy rendszeren belül nem megengedett. *Oscar Wallace Greenberg*¹⁰ amerikai fizikus a hadronokban előforduló kvarkisméltődés problémáját azzal oldotta fel, hogy bevezette a színtöltés, mint új kvantumszám fogalmát és színeredőként színsemlegességet (white) írt elő (11. ábra). A kvarkok színtöltése vörös, zöld, kék lehet; ezek színeredője fehér. Az antikvarkok színtöltése cián, magenta, sárga – ezek eredője is fehér. Az ábrán láthatjuk, hogy a proton (uud), a neutron (udd) kvark színei RGB, ezek színeredője fehér (white). Az antiproton ($\bar{u}\bar{u}\bar{d}$), az antineutron ($\bar{u}\bar{d}\bar{d}$) kvarkszínei cyan, magenta, yellow; amelyek színeredője ugyancsak white.

Nem csak a kvarkok színesek, hanem az erős kölcsönhatást közvetítő gluonok is, amelyek a szupererőről levált erős kölcsönhatás bozonjai. Ezek már a Big Bang utáni 1 ns időpontban rendelkezésre álltak és várták, hogy közreműködhessenek a hadronba záródás folyamatában.

A színtöltés bevezetésével a Pauli-féle kizárási elv úgy telje-

sül, hogy a protonban a két u-kvark eltérő színtöltésű. A neutronban a két d-kvark is eltérő színtöltésű. Egy rendszeren (hadron) belül nincs jelentősége annak, hogy melyik részecskénél kezdjük az RGB színek kiosztását. Például az $u(R), u(G), d(B) = u(G), u(B), d(R)$. Mint látható teljesül a színeredő egyenlő fehér feltétel. Az is teljesül, hogy a két u-kvark eltérő színű, tehát eltérő kvantumállapotúak.

A gluonok szín-antiszín színnezésűek, 6 ilyen színes eredőjű gluon van (R-Y, R-M, G-C, G-Y, B-C, B-M) (12. ábra). A gluonok másik csoportjának színeredője szintelen,

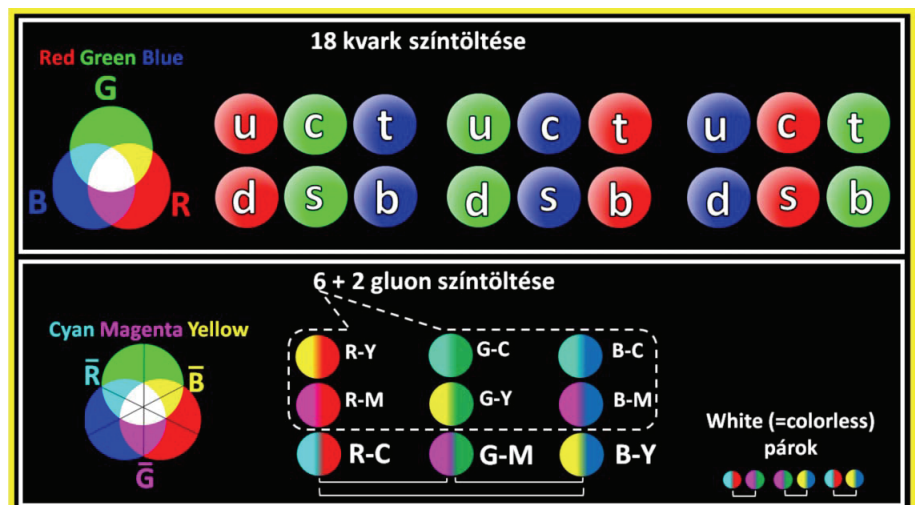
colorless. Színszerkezetük szín-saját antiszín kombinációjúak, (például kék-sárga). Három ilyen tulajdonságú colorless pár van (R-C, G-M, B-Y), de ezek közül csak egy colorless-pár szerepelhet együtt más színes eredőjű gluonokkal. A gluonokra nem érvényes a Pauli-féle kizárási elv, egy rendszerben több azonos kvantumállapotú gluon jelenléte megengedett.

Gravitációs összeomlás, tágulás, fekete lyukak

Karl Schwarzschild német fizikus már 1916-ban, egy lövészárokban megoldotta Einstein gravitációs egyenletét és kiszámította a később róla elnevezett r_s Schwarzschild-sugarat, amely égitestek számára határértéket jelent. Ez az a sugár, amely alatt az égitest részecskéi közötti vonzóerőnek visszafordíthatatlanul gravitációs összeomlást (kollapszust) kell okoznia:

$$r_s = \frac{2 G m}{c^2},$$

12. ábra. A kvarkok, gluonok színtöltése egy új kvantumszám.



¹⁰<https://academictree.org/physics/peopleinfo.php?pid=167089>

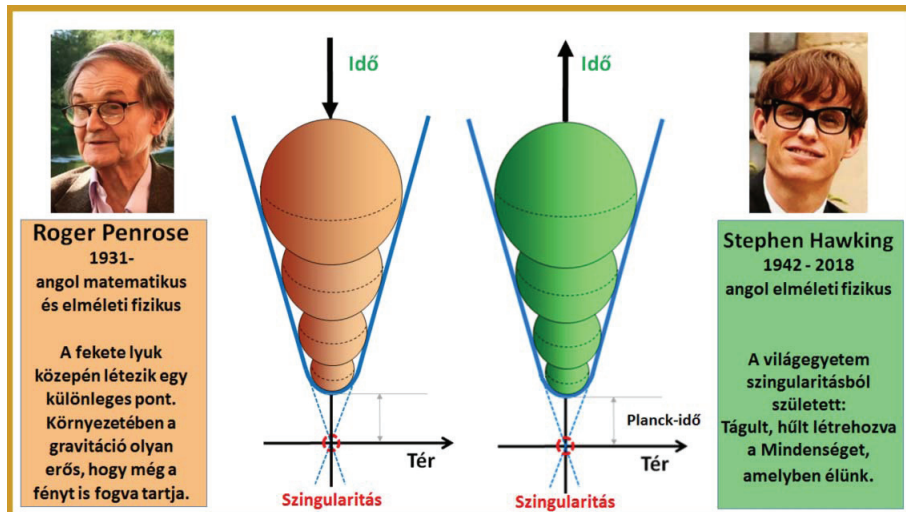
ahol G a gravitációs állandó, m az égitest tömege, c a vákuumbeli fénysebesség. Minden olyan objektumot, amelynek sugara kisebb, mint a Schwarzschild-sugara, fekete lyuknak nevezünk. Einstein nem hitte, hogy valóban léteznek a fekete lyukak, amelyek vonzásából még a fény sem szabadulhat.

1965-ben jelent meg *Roger Penrose* angol kutató cikke¹¹ a fekete lyukak kialakulásáról (13. ábra). Penrose megmutatta, hogy gravitációs összeomlás során a megfelelő tömegű csillagból fekete lyuk keletkezhet. A fekete lyuk középpontjában szingularitást¹² rejtget.

Stephen Hawking angol fizikus 1965-ben meghallgatta Roger Penrose előadását a gravitációs összeomlásról és a szingularitásról. Felmerült benne a kérdés, hogy működhet-e fordítva is az összeomlás folyamata? Penrose elméletében az időirányt megfordítva Hawking bizonyította, hogy létezhet a fordítottja is. 13,8 milliárd évvel ezelőtt az ősrobbanás olyan esemény volt, mint egy fekete lyuk keletkezése visszafelé lejátszva.

Az ősrobbanás-elmélet, Big Bang

Georges Lemaître 1927-ben hozta nyilvánosságra ősrobbanás-elméletét, amely az Univerzum keletkezését és fejlődését tárja fel. Az elmélet koncepciójában dinamikus világszemléletű. A huszadik század elején a statikus szemlélet volt az elfogadott nézet. Néhány kutatási eredmény, amely az ősrobbanás-elmélet dinamikusságát és a keletkezés tényét támogatta:



13. ábra. Penrose a fekete lyukakkal kapcsolatos kutatásaiért 2020-ban Nobel-díjat kapott. Hawking megfordította az idő irányát Penrose vizsgálódásaiban.

- Stephen Hawking megmutatta, hogy a Világegyetem szingularitásból született, válaszul *Fred Hoyle*-nak, aki nem fogadta el, hogy az Univerzumnak volt kezdete.

- *Edwin Hubble* mérte az Univerzum tágulását, ezzel cáfolta a statikus szemléletet.

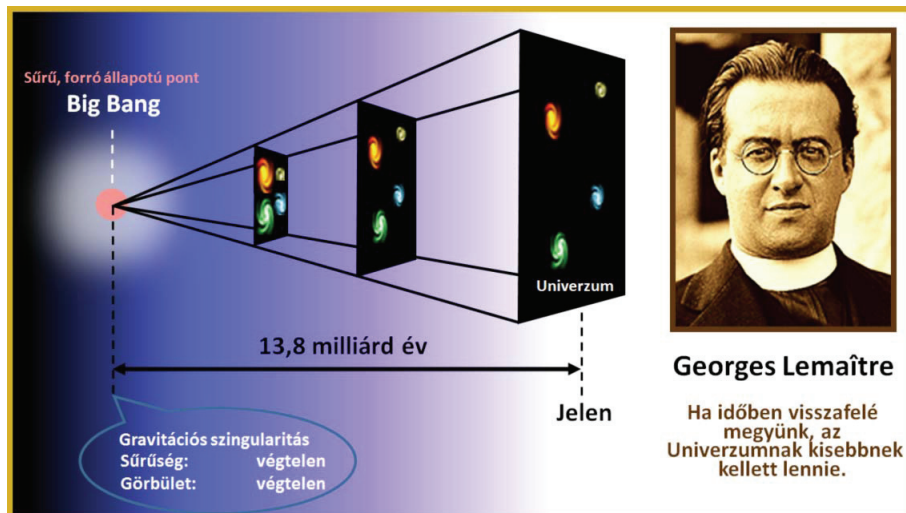
- Az elemi részecskék standard modellje Lemaître halála után bontakozott ki, de a benne megjelenített gondolat¹³ jól kapcsolódik az ősrobbanás-elmélet fejlődési vonalához.

A kurzusban nem csak Lemaître eredeti elméletét mutatjuk be, hanem a fizika fejlődésével keletkezett új eredményeket is beépítettük az ősrobbanás-elméletbe.

Big Bang

Lemaître szerint az Univerzum tágul, ha a jelenből a múlt felé haladunk, mérete egyre kisebb lesz (14. ábra). A csökkenő térfogatban az egész Univerzum mindig benne lesz, más és más paraméterű állapotokban. 13,8 milliárd évet visszapörgetve eljutunk egy ponthoz, amit évtizedekkel később Hawking az Univerzum kezdetének tekintett. Ebben a pontban a komprimálás miatt az anyag paraméterei, az energia, nyo-

14. ábra. Georges Lemaître ősrobbanás-elméletét Einstein gravitációs egyenletéből bontotta ki.



¹¹R. Penrose: Gravitational collapse and space-time singularities. *Phys. Rev. Lett.* 14 (1965) 57–59.

¹²Singularitás: a gravitációs mezőt leíró modellben végtelen mennyiségek fordulnak elő.

¹³Az Univerzum tágul és hűl. Anyagi struktúrák az elemi részecskéktől kiindulva fejlődnek a bonyolultabb rendszerek kialakulása felé. A hőmozgás csillapodása lehetővé teszi egyes szerkezetek kifagyását.



15. ábra. A kurzusban a Planck-idő utáni Univerzummal foglalkozunk.

A szupererő felbomlik kölcsönhatásokra

Az Univerzum tágul és hűl, a szupererő felbomlik a négy kölcsönhatásra, kialakulnak az erős, elektromágneses, gyenge és gravitációs kölcsönhatások (16. ábra). Közvetítő részecskéik a gluon, a foton, a Z^0 , a $W^\pm$ és a graviton. A közvetítő részecskéket a standard modellben bozonoknak nevezzük.¹⁴

Kozmikus infláció, felfúvódás

Egy felfúvódás módosíthatja az Univerzum geometriáját.

más, hőmérséklet, a téridő görbülete rendkívüli értékeket vesz fel. Ez a hely a gravitációs szingularitás. Ekkor keletkezik a Big Bang esemény. Viselkedését a jelenlegi fizikai ismeretek felhasználásával nem lehet leírni. Legyen a Big Bang esemény a téridő 0 pontja, amikor kezdődik a robbanásszerű tágulás.

Planck-idő

13,8 milliárd évvel ezelőtt keletkezett az Univerzum egy robbanásban (15. ábra). A robbanás pillanatától a téridő tágulni kezdett, és ma is ezt teszi. Az Univerzum folyamatosan bővül. A Big Bang után eltelik $5,4 \cdot 10^{-44}$ s, a Planck-idő. Az Univerzum történetének legkorábbi, megismerhető időszaka. Ennél rövidebb időtartam alatt nincs értelme összehasonlítani az Univerzum két egymást követő állapotát. A Big Bang pontban, a szingularitásban végtelen a sűrűség, végtelen a téridő görbülete.

Az ellentmondásokat elkerülhetjük, ha nem $t = 0$ -tól, hanem a Planck-időtől kezdődően vizsgáljuk az Univerzumot.

Ismert geometriák a hiperbolikus (negatív görbület), lapos (a görbület nulla), gömb (pozitív görbület) a 17. ábrán láthatók.

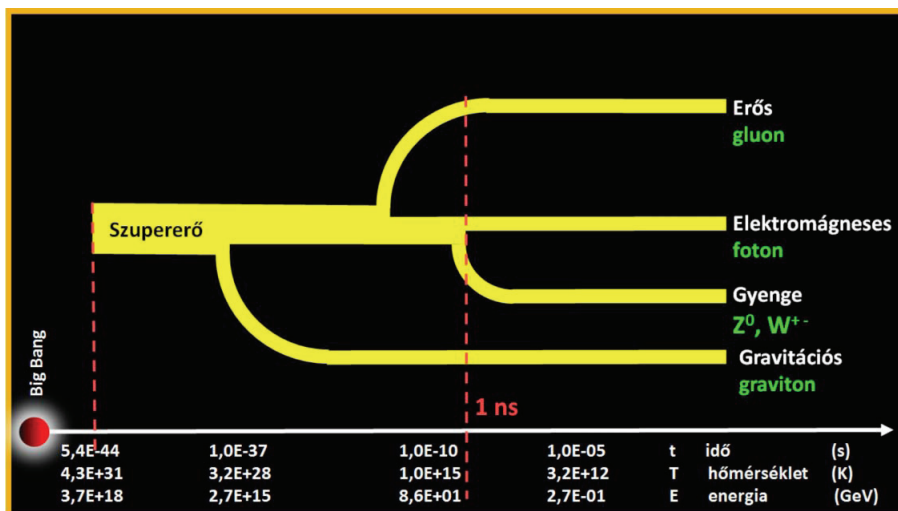
A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás fontos adatforrás a korai Univerzumból. A WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) űrszonda (2001) mérte az Univerzum tényleges/kritikus sűrűségét és $1,02 \pm 0,02$ értéket kapott. Ha a hányados 1,00, akkor az Univerzum lapos. A lapos univerzum nem alakulhatott volna ki azzal a tágulási szorzóval, ami az Univerzum történetében ismert és elfogadott volt.

Alan Guth amerikai elméleti fizikus 1981-ben javasolta, hogy az ősrobbanás-elméletben a forró Univerzum a Big Banghez közeli időben exponenciálisan táguljon, ezáltal az a laposabbnál is laposabbá váljon.

A felfúvódás javítja a laposságot, a 17. ábrán jobbra, alul nyomon követhetjük a jól felfújt léggömb példáján. Feltételezhetjük, hogy az ősrobbanás kezdeti alakja pozitív görbületű gömb volt. A felfúvódás növeli a görbületi sugarat, a felületen javul a laposság. Minél nagyobb a görbületi sugár, annál kisebb a görbültség mértéke.

Az Univerzum története a 13,8 milliárd évvel ezelőtti, ősrobbanással (Big Bang) kezdődött. Ezt rövid ideig tartó (10^{-36} – 10^{-32} s), de intenzív tágulás követte. Az infláció során az Univerzum 10^{78} -szorosára növelte méretét, hőmérséklete csökkent. Az inflációnak jelenleg nincs bizonyítéka. Az igen költséges, bonyolult CMB kutatások eddig nem hozták a várt eredményt.

16. ábra. Planck-időpontban a kölcsönhatások még nem váltak szét, csak az egységes szupererő volt.



¹⁴Graviton a gravitációs kölcsönhatás feltételezett közvetítő részecskéje. Még nem találták meg, ezért az elemi részecskék standard modelljében nem szerepel a bozonok között.

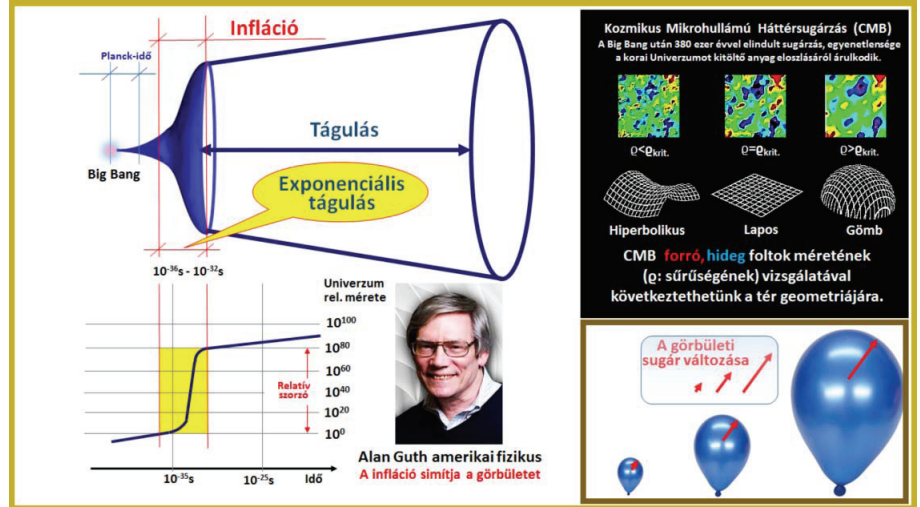
Kvarkok, elektronok keletkezése

A kvarkok keletkezésének időpontjában ($t = 10^{-12}$ s) a hőmérséklet 10^{16} K. Megindul a kvark-antikvark ütközés és az annihiláció (18. ábra). Ha a folyamatban ugyanannyi részecske lenne, mint antirészecske, akkor ezek páronként annihilálnának, világunk tisztán sugárzásból állna. Ezzel szemben van egy látható világunk. Ez csak úgy lehetséges, ha több az anyag, mint az antianyag, például egy milliárd antirészecskére csak eggyel több ($10^9 + 1$) részecske jutna, a többletből is felépülhetne a látható világ.

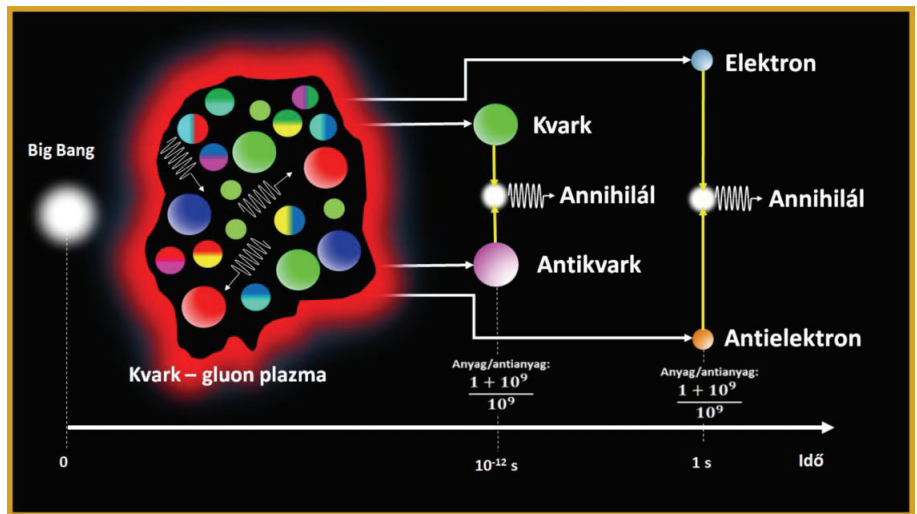
A Big Bang után 1 másodperccel az elektron-antielektron annihilációjából győztesen kerül ki az elektron $(10^9 + 1)/10^9$ anyag/antianyag arány mellett).

Az erős kölcsönhatás folyamata, hadronba záródás

A Big Bang utáni 10^{-6} s időpontban, 10^{13} K hőmérsékleten a kvarkok hadronba záródnak az erős kölcsönhatás alatt. A kvarkoknak, gluonoknak van színtöltése, ez a kvarkok között fellépő erős kölcsönhatás forrása. A gluonok közvetítik az erős kölcsönhatást két kvark között: az egyik kvark gluont emittál, a másik kvark ezt ab-

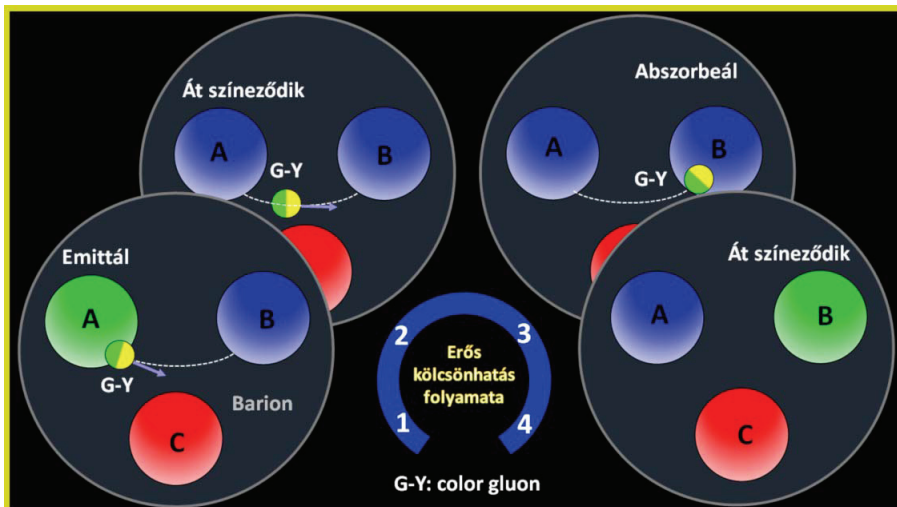


17. ábra. A különböző méretre felfújt légzőbömbök a „laposnál is laposabb” kijelentést szemléltetik.



18. ábra. 1 ps időpont: egy kicsit több a kvark az Univerzumban, mint az antikvark. 1 s időpont: ugyanilyen arány érvényesült az elektron-antielektron párra is.

19. ábra. Zöld-sárga színes eredőjű gluon adogatása két kvark között.



szorbeálja. Ma már szabad kvarkok nincsenek, mert a gluon adogatás-fogadás folyamat következtében a szabad kvarkok mind hadronba zárultak.

A színes (color) gluonokkal közvetített erős kölcsönhatás jellemzője, hogy a folyamat alatt a barion¹⁵ kvarkjai átszíneződnek (19. ábra), míg a színtelen (colorless) gluon által közvetített erős kölcsönhatás folyamata nem okozza a barion kvarkjainak átszíneződését (20. ábra).

Tekintsük a háromkvarkos (A, B, C) barionokban lejátszódó erős kölcsönhatás fo-

¹⁵A három kvarkos hadront például a protont, neutront barionnak is nevezzük.

lyamatát a 19. ábrán. Mivel a barion színeredője szintelen kell legyen, a benne lévő három kvark színe vörös (C), zöld (A) és kék (B). A kívánt feltételt kielégíti. A kölcsönhatásban résztvevő egyik kvark (A) színes (color) eredőjű G-Y gluont emittál és ezt egy másik kvark (B) abszorbeálja. A folyamat közben ez a kvark átszíneződik (színt cserélnek), így végül a barion három kvarkja eleget tesz a Pauli-féle kizárási elvnek: a vörös, zöld és kék kvarkok színeredője fehér lesz.

Részletesen az erős kölcsönhatás folyamata: az „A” zöld kvark G-Y színes gluont emittál. Amint elhagyja az „A” kvarkot, az „A” kvark átszíneződik kékre. G-Y gluont „B” kvark abszorbeálja, „B” kvark átszíneződik zöldre. A színes gluon az emittálás, abszorbeálás folyamatban színcserét hoz létre az érintett két kvark között, a harmadik kvark nem vesz részt a kölcsönhatásban, színtöltése változatlan (vörös) marad.

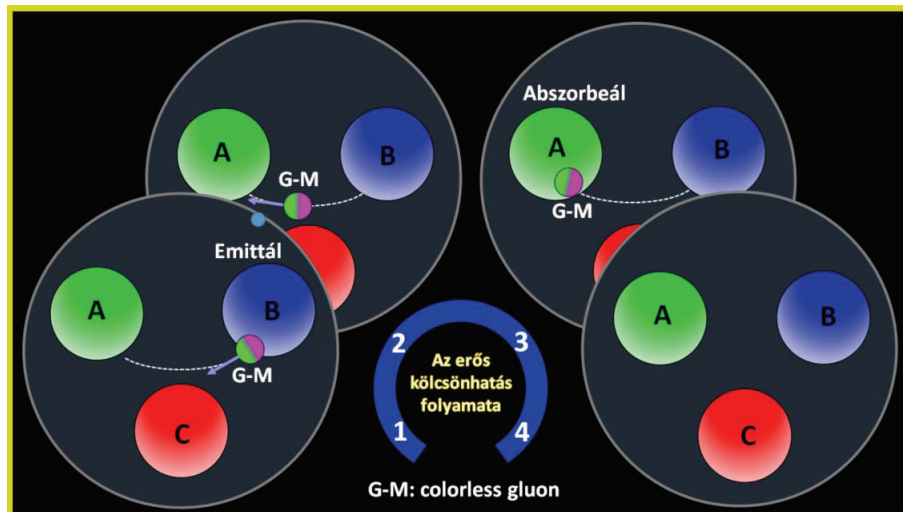
A 20. ábrán a barion „B” kvarkja G-M colorless gluont emittál, „B” kvark nem színeződik át, marad kék. Az „A” kvark abszorbeálja G-M colorless gluont, az „A” kvark nem színeződik át, marad zöld színű. A vörös „C” kvark nem vett részt a kölcsönhatásban, színtöltése változatlan. Colorless gluon esetén a barion kvarkjainak színtöltése változatlan maradt. A gluonok kvarkokat ragasztanak össze és hadronokat építenek fel.

Gluon-gluon között is működhet az erős kölcsönhatás, miközben a kvarkok hadronba záródnak.¹⁶

10^{-6} s időpontban tömegesen megindult a kvarkok és gluonok hadronba záródása az erős kölcsönhatás közreműködésével. Létrejöhettek a neutronok, protonok (21. ábra). A standard modell adatai alapján az u-kvark elektromos töltése $+2/3$, a d-kvarké $-1/3$. A 21. ábrán nyomon követhetjük, hogy a neutron elektromos töltése 0, a protoné $+1$.

Atommagok keletkezése

Az atomok tömegének legnagyobb része az atommagban van, amely protonokból és neutronokból áll. A Big Bang utáni századik másodpercben keletkeztek az atomma-



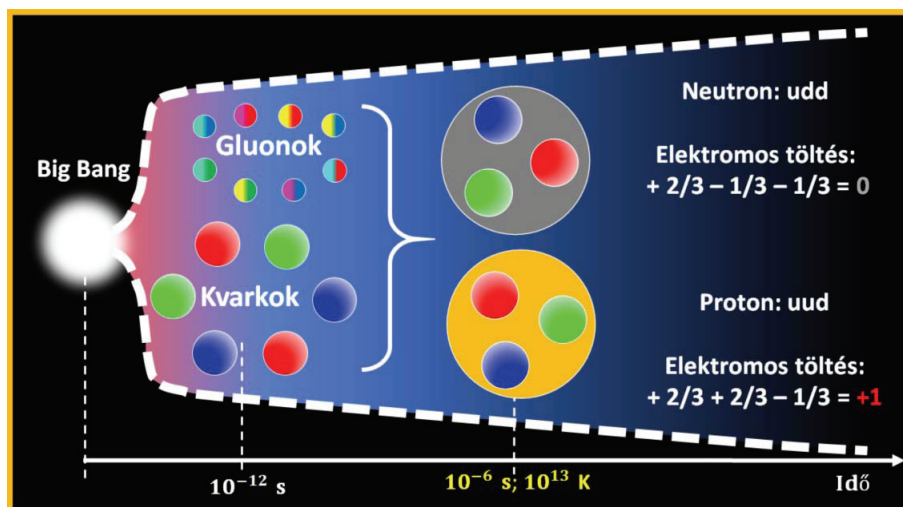
20. ábra. A zöld-magenta színtöltésű közvetítő részecskét, az úgynevezett colorless gluont emittálja a barion egyik kvarkja és a másik kvark ezt abszorbeálja. A barion kvarkjai nem színeződnek át.

gok. A protonok és neutronok összege az atom tömegszámát adja; a protonok száma pedig az atom rendszámával egyenlő. Ezt a két jellemzőt a vegyjel bal oldalán szokás megjeleníteni; alul a rendszámot, felül a tömegszámot. Például ${}^{235}_{92}\text{U}$. Ebben az uránmagban 92 proton és $(235 \text{ nukleon} - 92 \text{ proton})$ 143 neutron van.

Használatos a következő jelölés is: ${}^4\text{He}$, ahol nincs megadva a rendszám, mivel az a vegyjelből és annak a periódusos rendszerben elfoglalt helyéből következik. A magban lévő protonok taszítják egymást, a mag azért nem hullik szét, mert működik a magerő, amely a proton-proton közti taszítást kompenzálja. A magerő – egyik értelmezése szerint – a szórt vagy maradék erős kölcsönhatás következménye.

100 másodperccel a Big Bang után, 10^9 K hőmérsékleten létrejöttek a hidrogén-1, hidrogén-2 (deutérium), hidrogén-3 (trícium), hélium-4 izotópok magjai (22. ábra). A periódusos rendszer nehezebb elemei többnyire a csillagokban keletkeztek, majd a csillag halálával szóródtak szét az Univerzumban.

21. ábra. Elektromos töltések hadronba záródás után.



¹⁶The Structure of the Proton. YouTube.

Elektronbefogás

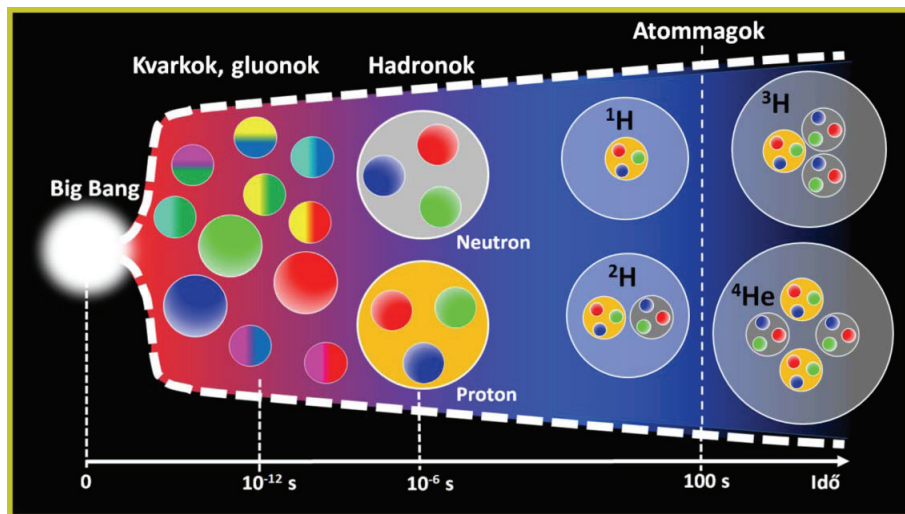
Az atom rendszáma megegyezik a magban lévő protonok számával. Az atom semlegeségének feltétele, hogy az atom fő- és alhéján ugyanennyi elektron legyen (23. ábra). Egy adott atomnak több elektrónhéja is lehet, ezek magtól való távolsága növekvő energiájú pályákat jelentenek, jelölésükben számokat, betűket használunk: 1 (K), 2 (L), 3 (M), 4 (N)... Az elektrónhéjak *s*, *p*, *d*, *f* alhéjakra bomlanak. Például a mangán-55 izotóp rendszáma 25, tömegszáma 55. A magban 25 proton és 30 neutron van, fő- és alhéjakon összesen 25 elektron található az alábbi eloszlásban: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^5$ (a felső index az elektronok számát jelenti). A 4s alhéj betöltése megelőzi a 3d alhéjat, mert 4s energiaszintje kisebb, mint a 3d energiaszintje.

Az elektronbefogás a Big Bang után 380 ezer évvel történt. Milyen előzmények voltak, hogy semleges atomok létrejöhessenek (24. ábra)?

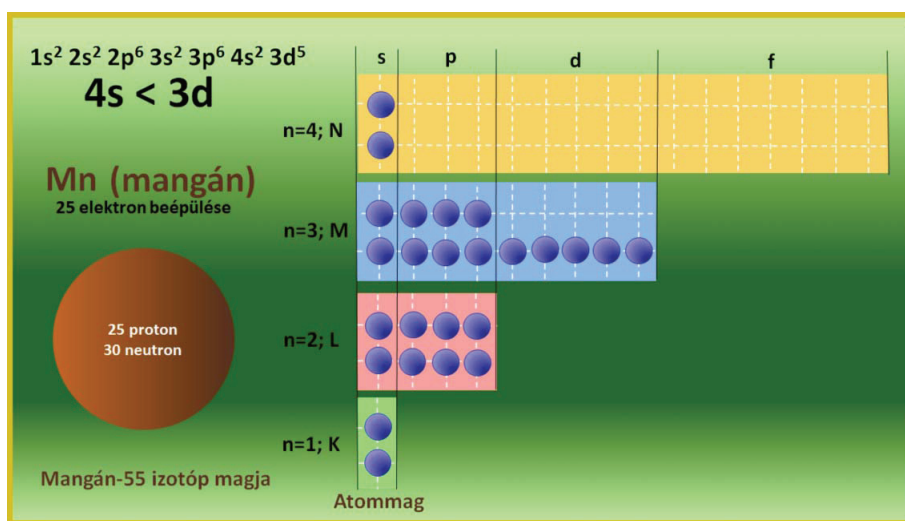
A kvarkok-antikvarkok annihilációjában keletkeztek a kvarkok $(10^9+1)/10^9$ anyag/antianyag arány mellett, 10^{-12} s időpontban. 1 ns-ra kifagytak a kölcsönhatások, rendelkezésre állt az erős kölcsönhatás bizonnya a gluon, az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő részecskéje a foton. 1 μ s időpontban gluoncserével a kvarkok hadronba záródtak. 1 s elteltével zajlott az elektron-pozitron annihiláció, megjelentek az elektronok. 100 s után már működnek a magerők, létrejönnek az atommagok. 380 ezer év elteltével megszülettek a semleges atomok.

Kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (25. ábra)

1948-ban George Gamow és doktoranduszhallgatói megjósolták, hogy az ősrobbanás-

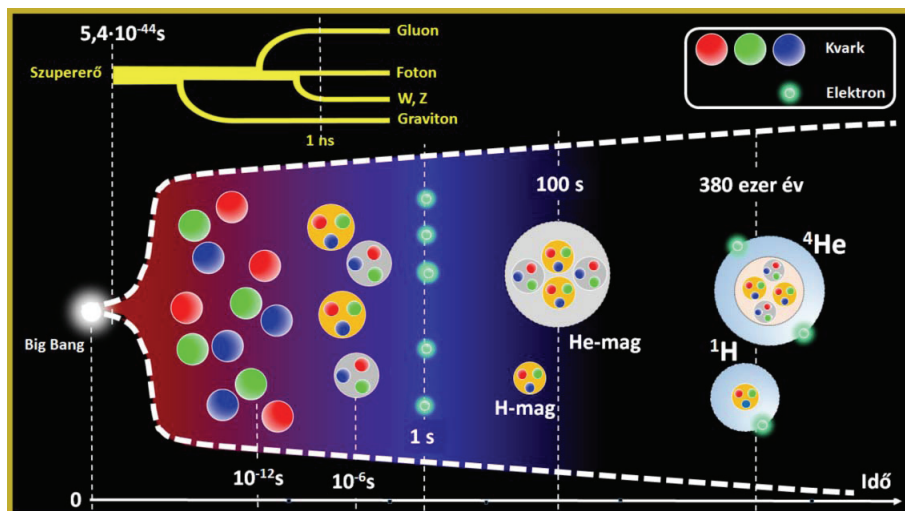


22. ábra. A hélium-4 atommagban két proton van. Ezek a Coulomb-erő miatt taszítják egymást, az atommag mégis stabil, mert működnek a magerők.



23. ábra. Az elektrónburok belülről, az atommag felől épül kifelé.

24. ábra. 1 pikoszekundum időpontban léteznek a kvarkok. 1 nanoszekundumra szétváltak a kölcsönhatások, 1 mikroszekundumra a kvarkok hadronba záródtak. 1 másodperc: elektron-pozitron annihilációban győzedelmesek az elektronok. 100 másodperc: könnyű atommagok keletkeznek. 380 ezer év: a pozitív magok elektront fognak be.

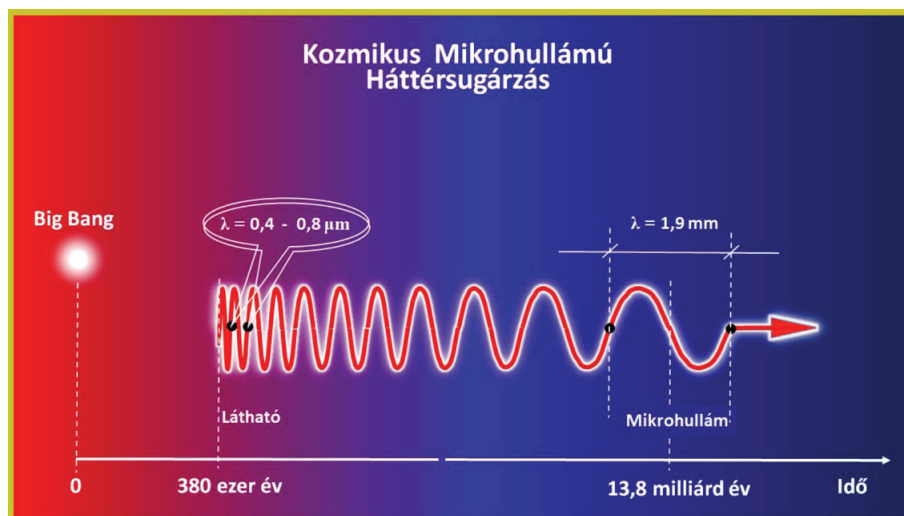
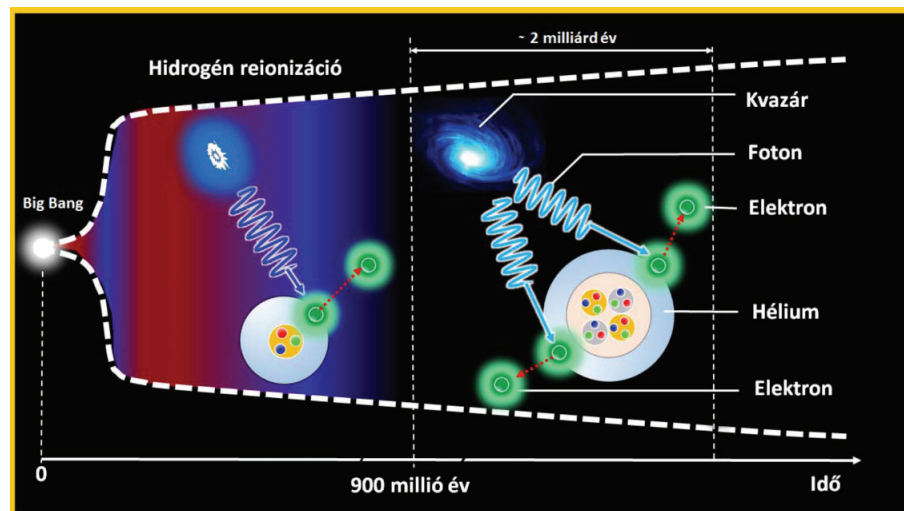


nak nyomot kellett hagynia az Univerzumban. 1965-ben *Dicke* és *Peebles* a Princetoni Egyetemen is arra az elméleti megállapításra jutottak, hogy az ősrobbanásnak nyoma kell legyen az Univerzumban. Keresni kezdték. 1965-ben a Bell Telephone Laboratories Crawford Hill-i telephelyén Arno Penzias és Robert Wilson egy használaton kívüli, hírközlési műholdkövető, 15 méteres, kürt alakú, mikrohullámú antennát kezdtek használni az Univerzum vizsgálatára. Az antennát az égboltra irányították és 2 K hőmérsékletet mértek. Penzias és Wilson ennek okát nem értették. Még ebben az évben a princetoni kutatók Crawford Hillbe látogattak. Vezetőjük, *Dicke* megállapította, hogy a Penzias és Wilson által mért 2 K hőmérséklet a keresett háttérsugárzás következménye. Miután a csoport visszatért Princetonba, *Dicke* mondta: „Fiúk, megelőzték minket”. Penzias és Wilson 1978-ban a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás felfedezésért Nobel-díjat kapott.

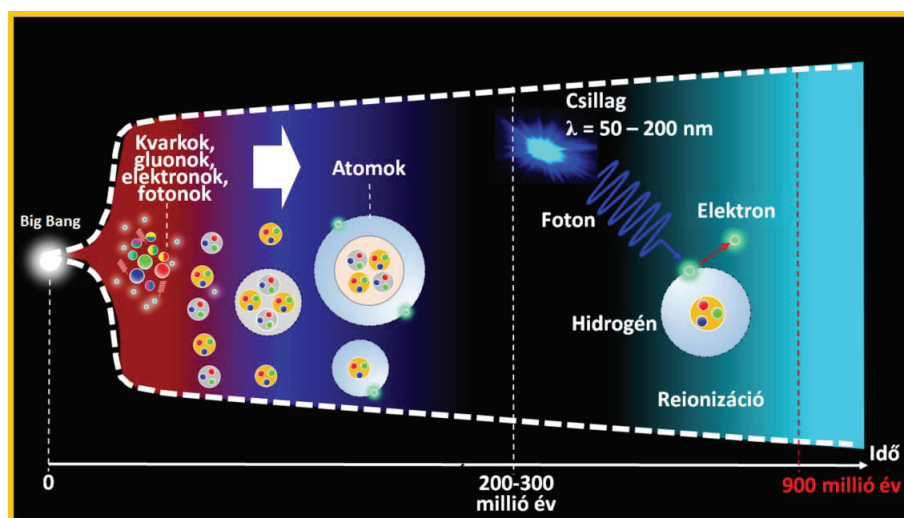
Az első csillagok, reionizáció

Az első csillagok hidrogén-, héliummolekula-felhőkben keletkeztek. A felhők stabil képződmények voltak;

27. ábra. Héliumatomokról már nehezebb elektronokat leszakítani, csak a kvazárok voltak képesek erre.



25. ábra. 380 ezer év: látható fotonként elindult a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás, útközben hullámhossza megnyúlik. A jelenbe 1,9 mm-es mikrohullámként érkezik.



26. ábra. Megjelennek az első csillagok, főleg az ultraibolya-tartományban sugároznak.

átlagos élettartamuk 40 millió év. A csillagkeletkezés első fázisában a felhőben sűrű magok (csomók) alakultak ki. A magok a saját gravitáció hatására összehúzódtak, forgásba jöttek. Megfelelő környezeti feltételek esetén összehúzódnáskor hőmérséklet emelkedik, 10-15 millió kelvinen pedig beindul a fúzió, a csillag világít. A fúzió alatt az összehúzódnás megáll, mert az égés miatti belső gáznyomás a gravitáció összehúzó hatását kompenzálja.

Az Univerzumban elsőként megjelent csillagok az ultraibolya (50–200 nm) sávban sugároztak (26. ábra). Az UV sugárzás a csillagok közelében a semleges hidrogénatomokat re-



28. ábra. Az anyagfelhő összehúzódott, forgásba jött. Belső része felforrósodott. Külső része nagy kerületi sebességgel forgott, levált a belső részről, ebből alakultak ki a bolygók.

ionizálta. A hidrogénmaghoz befogott elektronok az UV gerjesztést követően az atomokról leszakadtak; szabad elektronokká váltak és az Univerzum ismét átlátszatlaná vált. Végül is a fokozódó átlátszatlanság a hidrogén reionizációt a 900 milliommodik évben leállította.

A hidrogén reionizációját követően jelentős késéssel indulhatott a hélium reionizációja (27. ábra). Az első csillagok ultraibolya sugárzási energiája nem volt elegendő a sokkal nagyobb ionizációs energiát igénylő héliumban kötött elektronok kiszakítására. A hidrogén ionizációs energiája 13,6 eV, a hélium mindkét elektronjának leszakításához 70,9 eV szükséges. Az

elektron eltávolításához szükséges energiát a héliumatom magas frekvenciás fény elnyelésével szerzi meg.

Várni kellett a nagyobb energia kisugárzására képes kvazárok megjelenésére. A kvazárok a rádióhullámok mellett fényt is sugároznak, középpontjukban hatalmas, mindent felfaló fekete lyuk van, amely biztosítja a különlegesen nagy fényteljesítményhez szükséges energiát.

A Naprendszer

Tejútrendszer az Univerzum spirális karú galaxisainak egyike. A Tejútrendszer korong

alakú, átmérője körülbelül 100 ezer fényév, a korong alak legnagyobb vastagsága mintegy 16 ezer fényév. A 100 milliárd csillag mellett lehet benne 100 milliárd bolygó, 100 millió fekete lyuk. A Tejútrendszer égi vetülete a Tejút, az égen szabad szemmel látható fényes sáv, amely távcsőben szemlélve csillagokra bomlik.

A Naprendszer a Tejútrendszer spirális karjainak egyikében található, a Tejútrendszer középpontjától 25 ezer fényévnire.

A Big Bang után 9,2 milliárd évvel indult el Naprendszerünk kialakulása, ennek fázisai a 28. ábrán láthatók.

XXV. ORSZÁGOS SZILÁRD LEÓ FIZIKAVERSENY – 3. rész

Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technika Tanszék

Visszatekintés és a döntő nem-elméleti részének készítői

Az előző két részben bemutattuk a XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny elődöntőjében, illetve a döntőben feladott elméleti feladatokat és megoldásu-



Sükösd Csaba (1947) a BME címzetes egyetemi tanára, az ELFT elnökségi tagja. Kísérleti magfizikus, aki kísérleti munkáját nagyrészt külföldi kutatóintézetekben végezte. Kutatási területe a magreakciók, óriásrezonanciák és némely asztrofizikailag releváns magreakció vizsgálata radioaktív ionnyalábokkal. Marx György tanítványaként részt vett a 70-es évek MTA oktatási kísérletében. Azóta is szoros kapcsolata van a fizikatanárok közösségével, több tanár- és oktatással kapcsolatos program vezetője.

kat. A mostani, befejező részben a döntő kísérleti és számítógépes szimulációs feladatát, valamint a verseny eredményét ismertetjük. A kísérleti feladat és a számítógépes feladat mindegyikére másfél óra állt rendelkezésre. A kísérleti feladat végrehajtásához szükséges eszközöket az Energetikai Technikumban Csapó János úr készítette Borbély Venczel tanár úr által tervezett és készített prototípus, valamint a tanár úr útmutatásai alapján. A szimulációs feladat ötlete Tarján Péter tanár úrtól származik, a kódolást pedig – mint egy kivétellel minden esetben a korábbi szimulációs feladatok esetében is – Sükösd Csaba, a versenybizottság vezetője végezte, de a feladat tesztelésében és a végső változat kidolgozásában nagy szerepet vállalt Papp Gergely, Tarján Péter és Halász Máté versenybizottsági tag is. Mind a kísérleti, mind a számítógépes feladatot az Energetikai Technikum termeiben hajtották végre a diákok.



1. ábra. A XXV. Országos Szilárd Leó Verseny kísérleti fordulóján használt eszköz.

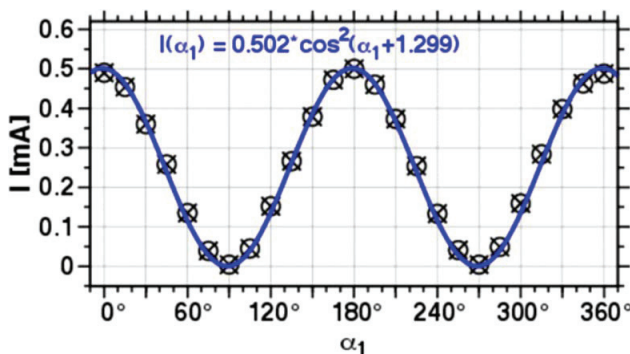
Kísérleti feladat – fotonok polarizációja

A kvantummechanika alapjainak középiskolai tanítását többféle módszertannal kísérelték meg a múltban és a jelenben is. A leggyakrabban használt módszereket a GIREP2019 fizikatanítási konferencia egyik vezető cikke foglalja össze [1]. Hazánkban a hullámfüggvényen keresztül történő megközelítés honosodott meg az 1980-as években, újabban azonban kísérletek történtek a kétállapotú rendszerek vizsgálatán keresztül történő módszertani megközelítésre is [2, 3]. Ez utóbbi motiválta a verseny kísérleti fordulóját tervezőket arra, hogy a fénypolarizáció jelenségét felhasználva próbálják a versenyzők gondolkodását ebbe az irányba terelni.

A kísérleti összeállítás megtervezése Borbély Venczel, 15 példányban való elkészítése pedig Csapó Jánost, a paksi ESZI munkatársát dicséri.

A kísérleti összeállítás közös optikai tengelyre szerelt három, forgatható, skálával ellátott polárszűrőből áll. A középső polárszűrő kiserelhető és egy üres csővel helyettesíthető. Az összeállítás egyik oldalán LED-es fényforrás, a másik oldalán pedig napelemből készült fotodetektor van. A fotodetektor áramát multiméterrel mérik a versenyzők. Az egészet Bunsen-állványra rögzítettük a könnyebb kezelhetőség érdekében (1. ábra).

2. ábra. A fénylem áramerőssége két polárszűrő esetén. A kép tetején az Excel Solver modulja által illesztett függvény paraméterei (amplitúdó és kezdő fázisszög).



A versenyzőket a mérésnél használt számítógépen található videó is segítette a készülék használatának megtanulásában, a mért adatok kiértékelését pedig egy előre elkészített, és az Excel Solver moduljával megfelelően beprogramozott Excel-fájl segítette.

A versenyzőknek lényegében három feladatot kellett vizsgálniuk:

a) Vizsgálják az átmenő fényintenzitást (a fotodetektor áramát) két polárszűrő esetén, az egyik szűrő 0° és 360° közötti szögekkel történő elforgatása során. (A kapható eredményről mutat példát az olvasóknak a 2. ábra.)

b) Az előző mérés alapján állítsák a két polárszűrőt keresztezett állásba (minimális átengedett fény), helyezték be a középső polárszűrőt, és azt forgassák körbe, feljegyezve az árammérő értékeit. (A 3. ábrán ilyen eredményt láthat a tisztelt olvasó.)

c) (Szorgalmi feladat) Mi történik, ha felcseréljük a középső polárszűrő szerepét valamelyik szélső polárszűrőével? (Azaz a középső polárszűrő marad keresztezett állásban az egyik szélsővel és a másik szélsőt forgatjuk körbe?)

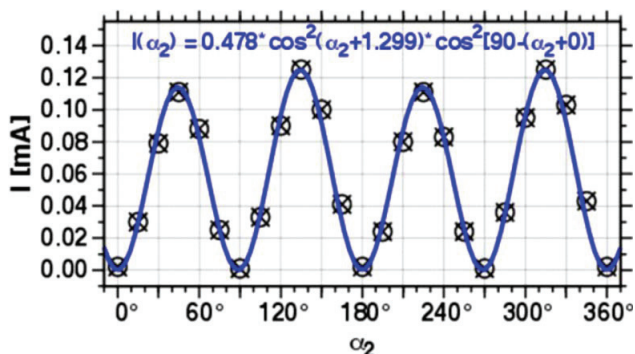
A feladatok ismertetése előtt egy rövid magyarázatot is kaptak a versenyzők a két-polárszűrős kísérlet várható eredményéről, illetve annak klasszikus fizikai értelmezéséről (a fény, mint transzverzális elektromágneses hullám).

A feladat része volt az is, hogy a mérésről készített jegyzőkönyvben az oszthatatlan fotonok segítségével próbálják megmagyarázni a fenti kísérletek eredményeit. Ettől a ponttól vártuk azt, hogy a versenyzők elgondolkodnak a jelenség kvantummechanikai vonatkozásain (például valószínűségi értelmezés).

Értékelés – Borbély Venczel írása alapján [4]

A legtöbb pontot a feladatban utasításként megjelenő és végrehajtott mérési részekre kapták a versenyzők. Nehezebben ment a mért értékek elemzése, hiányos volt a mérésből kiemelendő adatok megemlítése, a mérés menetének rövid ismertetése, az előzetes várakozás, cél, „hipotézis” megemlítése, vagy valami-

3. ábra. A fénylem áramerőssége a középső polárszűrő forgatása esetén. A két szélső polárszűrő keresztezett állásban volt. A kép tetején az Excel Solver modulja által illesztett függvény paraméterei.



lyen bevezető gondolat a méréshez. A jelenség teljes értékű fotonelméleti magyarázata kettő munkában jelent meg (egy Szenior és egy Junior versenyzőnél), további hét versenyző adott részben jó értelmezést. A „szorgalmi” feladatot 19 Szenior versenyzőből 12-en oldották meg.

Örömünkre szolgált, hogy a versenyzők megpróbálták értelmezni a látott jelenségeket, igyekeztek következtetéseket levonni, és hogy a hibaszámolás, hibák felderítése, valamint megmagyarázása sokak számára is fontos része volt a mérőkutató munkának.

Az útmutató szerint összesen 30 pontot lehetett elérni (25 pont a „kötelező” részre, és 5 pont a szorgalmi feladatokra). Maximum 25 pont került beszámításra, és aki a szorgalmi feladatokkal meghaladta ezt, különdíjban részesült. A legmagasabb elért pontszám a Szenior kategóriában 27 pont, a Junior kategóriában 19 pont volt. Az átlag a Szenioroknál $16,8 \pm 4,9$ pont, a Junioroknál $12,6 \pm 5,5$ pont volt.

Számítógépes, szimulációs feladat – tömegspektrométer modellezése

A szimulációs feladatot az Energetikai Szakgimnázium termeiben másfél óra alatt hajtották végre a diákok.

A számítógépes feladat során egy Brainbridge–Jordan-típusú tömegspektrométer működésével kellett megismerkedjenek a versenyzők. Az eszköz részei: ionforrás, hengerkondenzátor (elektromos szűrő), szektormágnes (mágneses szűrő) és driftcsövek. Ezeket az 5. ábra bal oldalán lévő vázlaton különböző színekkel jelöltük.



4. ábra. A kísérleti feladatot végzi egy versenyző a XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaversenyen.

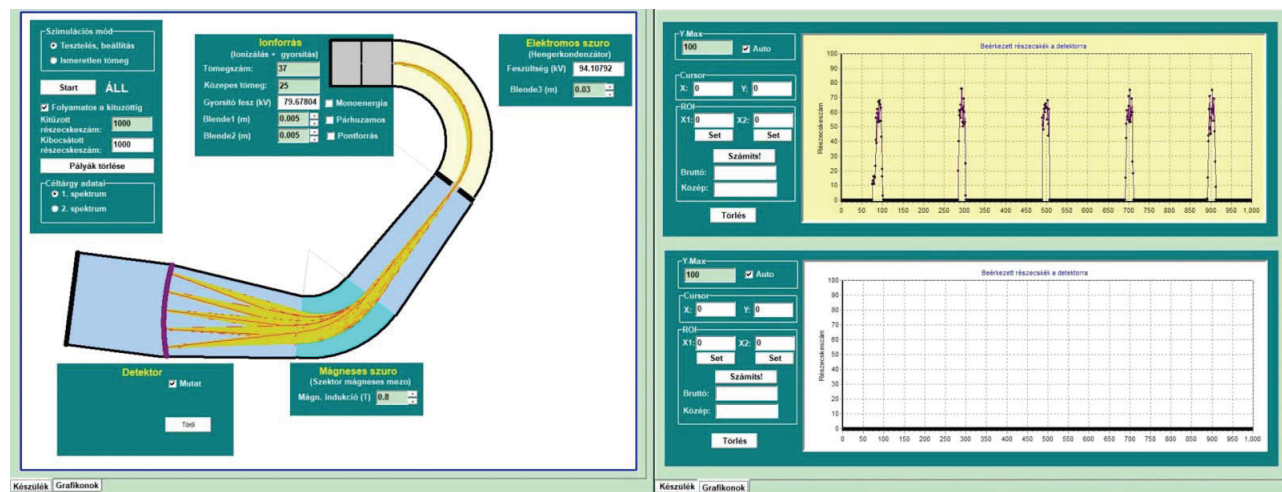
A feladat a spektrométer fókuszálási tulajdonságainak vizsgálata után az optimális beállítás, és a kalibráció elvégzése volt, majd egy „ismeretlen” összetételű ionnyalábban lévő tömegek értékeinek és a nyalábban lévő ionok koncentrációinak a meghatározása.

Az 5. ábra mutatja a spektrométer felépítését, és a kalibráció során kapható detektorspektrumot.

Értékelés – Tarján Péter írása alapján [4]

A szimulációs feladat megizzasztotta a versenyzőket. A feladatot senkinek sem sikerült tökéletesen (25 pont-ra) megoldani, de nagyon szép jegyzőkönyvek születtek. A Szenioroknál az átlagos pontszám és szórás $12,79 \pm 5,43$ volt, a Junioroknál ugyanez $11,50 \pm 4,14$. Meglepően kicsi különbség van a tapasztaltabb és a fiatalabb versenyzők átlagos pontszáma között. A Szenioroknál 2 versenyző ért el 21 pontot, a Junioroknál a legmagasabb pontszám 19 volt. A legtöbb pontot az ismeretlen összetételű nyaláb vizsgálatánál veszítették a

5. ábra. A Bainbridge–Jordan-tömegspektrométer kalibrációja 5 különböző – ismert – tömegű ionnyaláb segítségével. A kép bal oldali részén a spektrométer felépítésének vázlata a detektorra érkező 5 nyalábbal, jobb oldalt pedig a detektor beütésszáma a hely függvényében.





6. ábra. A számítógépes szimulációs feladatot végzi egy versenyző a XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny döntőjében.

versenyzők. Az e feladatra kapható maximális pontszám 8 volt, Szenior kategóriában átlagosan mindössze $2,05 \pm 2,53$, Junior kategóriában pedig $2,20 \pm 2,20$ pontot kaptak a versenyzők. Az alacsony pontszámok azt tükrözik, hogy egyrészt többen nem is jutottak el eddig a feladatig, másrészt pedig ez volt a legösszetettebb feladat. Azok között is, akik eljutottak idáig, helytelen detektorbeállítás vagy alacsony statisztika (kevés indított részecske) miatt nem mindenki találta meg az ismeretlen tömeg-összetételű nyaláb mind a három komponensét. A Szeniorok között egyetlen 8 pontos megoldás született és 2 versenyző ért el 6 pontot. A Juniorok legjobb versenyzője 7 pontot ért el, rajta kívül még ketten értek el 4 pontot.

A szimulációs program a verseny után felkerült a webre az Országos Szilárd Leó Fizikaversenyen használt korábbi szimulációs programok mellé: <https://sukjaro.hu/scs/letoltesek/oszlv-szimulaciok>

Koszorúzás

A verseny kísérleti és szimulációs fordulói után a résztvevők megkoszorúzták Marx György, az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny alapítója emléktábláját az ESZI földszinti aulájában. Az emléktábla 2017-es felavatása óta ez a Pakson tartott Országos Szilárd Leó Fizikaversenyek állandó programpontja.

A verseny eredményei

A verseny ünnepélyes eredményhirdetését Pakson, az ESZI nagy előadótermében, a feladatmegoldások ismertetése után tartottuk.

2022-ben a következő diákok érték el a legjobb helyezéseket (a Szenior kategória második helyén holtverseny alakult ki).

Szenior kategória

I. helyezett

Toronyi András (75 pont), Baár-Madas Gimnázium, Budapest, tanára *Horváth Norbert*

II. helyezettek

Dóra Márton (68 pont), ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium és Kollégium, Budapest, tanára *Zsigri Ferenc*

Bóné Márton (68 pont), Piarista Gimnázium, Budapest, tanára *Chikán Éva*

Junior kategória

I. helyezett

Bencz Benedek (65 pont), Baár-Madas Gimnázium, Budapest, tanára Horváth Norbert

II. helyezett

Gulyás Kristóf (63 pont), SZTE Gyakorló Gimnázium és Általános Iskola, Szeged, tanára *Nagy Tibor*

III. helyezett

Klement Tamás (52 pont), Pécsi Leőwey Klára Gimnázium, Pécs, tanára *Simon Péter*

A verseny záró ülését és a díjátadást megtisztelte jelenlétével *Kovács Pál*, a Nemzeti Fejlesztési Minisztérium helyettes államtitkára, *Kovács Antal*, a Paksi Atomerőmű Zrt. kommunikációs igazgatója, *Ormos*

7. ábra. Marx György emléktáblájának megkoszorúzása.



Pál akadémikus, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat elnöke, valamint Somfai Barbara, a Magyar Nukleáris Társaság alelnöke. Jelen volt, díjakat adott át és hozzászólt még Csajági Sándor, a Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány elnöke, valamint Csanádi Zoltán, az Energetikai Technikum és Kollégium igazgatója.

A Junior kategória díjait Kovács Antal, a Szenior kategória díjait pedig Kovács Pál adta át. Mindkét kategória első három helyezettje a Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány pénzjutalmát és érmeit is kapta, melyeket Csajági Sándor nyújtott át a díjazottaknak.

Ebben az évben több különdíj átadására is sor került. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat (ELFT) idén is egy-egy éves *Fizikai Szemle*-előfizetést ajánlott fel a két kategória első öt helyezettjének, melyeket Ormos Pál, az Eötvös Társulat elnöke adott át. A Magyar Nukleáris Társaság (MNT) könyvjutalmakat ajándékozott a versenyzőknek, valamint kedvezményes részvételi jegyeket az MNT által szervezett Nukleáris Szaktáborra a két kategória első három helyezettjének, amelyet Somfai Barbara, a Nukleáris Társaság alelnöke adott át.

Papp Gergely, a 2004. évi Országos Szilárd Leó Verseny ezüstérmese, jelenlegi versenybizottsági tag, saját alapítású különdíjakat (jutalomkönyveket) adott át hét versenyzőnek kiemelkedő teljesítményük elismeréseképpen.

A záróülésen a tanulói díjak, különdíjak és oklevelek átadása után került sor az idei *Szilárd Leó Tanári Delfin-díj* átadására, amelyet minden évben a tanárok



8. ábra. A verseny ünnepélyes eredményhirdetése.

pontversenyében legjobb eredményt elért felkészítő tanárnak ítélt oda a versenybizottság. Ebben az évben a Delfin-díjat Zsigri Ferenc, az ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium és Kollégium (Budapest) tanára vehette át. A tanár úr már 2007-ben is kapott Delfin-díjat! Gratulálunk!

A Marx György Vándordíjat – amelyet minden évben a pontversenyben legkiválóbb eredményt elért iskolának ítélt oda a Versenybizottság – idén az ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium és Kollégium (Budapest) nyerte el. Gratulálunk!

Köszönetnyilvánítások

Az ünnepélyes eredményhirdetésen Sükösd Csaba külön köszönetet mondott és oklevéllel ismerte el Csapó János, a paksi ESZI munkatársának munkáját, aki már a verseny kezdete óta fáradhatatlanul, nagy lelkesedéssel és sok kreatív ötlettel készíti el a verseny kísérleti fordulójában használt egyedi kísérleti eszközöket. Csanádi Zoltán, az ESZI igazgatója pedig külön oklevéllel köszönte meg Birács Józsefné, az ESZI korábbi gazdasági ügyintézőjének munkáját, aki nyugdíjba vonulását követően is segíti a verseny gazdasági ügyeinek intézését.

Az ünnepélyes eredményhirdetés végén Sükösd Csaba, a Versenybizottság vezetője köszönetét fejezte ki a paksi Energetikai Technikumnak és Kollégiumnak a verseny döntőjének megrendezéséért, továbbá a versenyt támogató Miniszterelnökség Családokért felelős tárca nélküli miniszterének, az Emberi Erőforrás Támogatáskezelőnek, a Nemzeti Te-

9. ábra. Zsigri Ferenc a Delfin-díjjal, és a budapesti ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium és Kollégium versenyzői a Marx György Vándordíjjal.



hetségprogramnak, a Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítványnak, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Nukleáris Technikai Intézetének, a Magyar Nukleáris Társaságnak, az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak, a Paksi Atomerőmű Zrt.-nek, valamint minden támogatónak és különdíjat felajánló szervezetnek és személynek a verseny megrendezésében nyújtott segítségükért. Külön köszönet illeti a Versenybizottságot és mindazokat a helyi szervezőket és tanárkollégákat, akik lelkesen és fáradságot nem kímélve dolgoztak a verseny sikeréért.

Irodalom

1. M. Micheleni, A. Stefanel: Approaches on T/L Quantum Physics from PER Literature. In: *Teaching-Learning Contemporary Physics*. (eds. B. Jarosievitz, Cs. Sükösd) Springer 2021. ISBN 978-3-030-78719-6
2. Tóth Kristóf: Modell kvantummechanika középiskolában. *Fizikai Szemle* 71/6 (2021) 209.
3. Tóth Kristóf: A kvantum-határozatlanság a kvantummechanika fénypolarizációs modelljében. *Fizikai Szemle* 71/10 (2021) 349.
4. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny 2017–2022. *Feladatok és Megoldások*. Magyar Nukleáris Társaság (2022) 250 old. ISBN 978-615-01-5926-3 Letölthető: <https://szilardverseny.hu/cikkek/orszagos-szilard-leo-fizikaverseny-2017-2022>

TUDATOS MÓDSZERVÁLASZTÁS FIZIKAÓRÁN A TANULÓI HOZZÁÁLLÁSOK ALAPJÁN – EGY OKTATÁSI KÍSÉRLET TÜKRÉBEN

Pesthy Sándor Gergely,^{1,4} Miltner Tímea,^{1,3} Hömöstrei Mihály^{1,2}

¹ELTE TTK Fizikai Intézet

²Deutsche Schule Budapest

³Tömörkény István Gimnázium, Művészeti Szakgimnázium és Technikum

⁴ELTE Radnóti Miklós Gyakorlógimnázium

A fizika népszerűtlenségének problémája nem újdonság, bár a korábbi (kilencvenes évek-beli) kutatások némileg kedvezőbb képet mutattak ugyan [1, 2], de a negatív tendencia korán megfigyelhetővé vált. 2000-ben széleskörű attitűdvizsgálatok során [3, 4] kimutatták, hogy a fizika tantárgy népszerűsége alacsony. A

Előadás a „Természettudományos oktatás útkeresése” szekcióban a 2022. évi Fizikus Vándorgyűlésen, Veszprémben, augusztus 22-én.

A szerzők köszönik Jenei Péternek a cikkhez fűzött értékes javaslatait, valamint Pesthy Orsolyának a statisztikai elemzésben nyújtott segítséget!



Pesthy Sándor Gergely 2019 óta tanít fizikát és kémiát gimnáziumban. 2021-ben végezte el a fizika–kémia gimnáziumi tanári osztatlan képzést az ELTE TTK-n, majd ugyanabban az évben kezdte meg PhD képzését az ELTE TTK Fizika Doktori Iskolájának Fizika Tanítása Doktori Programjában Hömöstrei Mihály témavezetésével. Emellett a 2021/22-es tanévben Szegeden, majd ez év szeptemberétől a budapesti ELTE Radnóti Miklós Gyakorlógimnáziumban tanítja mindkét szakját.



Miltner Tímea tanulmányait a Szegedi Tudományegyetemen végezte, jelenleg a Szegedi Tömörkény István Gimnázium, Művészeti Szakgimnázium és Technikum fizika–matematika szakos tanára.

2010-es években folytatódott a negatív tendencia. Egy 2012-ben végzett kutatásban [5] a fizika harmadik helyre került a legkevésbé szeretett tantárgyak listáján, majd egy 2015-ös vizsgálat szerint pedig [6] a fizika a tanulók szerint a második legerősebben szorongáskeltő tantárgy. A 2017-es mérés [7] alapján az általános iskolákban és szakközépiskolákban a fizika a harmadik, a gimnáziumokban pedig az első legkevésbé kedvelt tantárgy a diákok körében.

Az elmúlt években kidolgoztunk egy kérdőívet, amely segítségével a diákok fizika tantárggyal szembeni attitűdjé mérhető. A 2021/22-es a tanévben lehetőség nyílt kipróbálni a kérdőívet egy szegedi gimnázium 142 kilencedik évfolyamos diákjával. A kitöltők közül 53 volt a fiú és 89 a lány.

A címben megfogalmazott témában folytatott kutatásunk célja képet adni arról, hogy a gyerekek miként látják a magyarországi fizikaoktatást. Ez alapján továbblépési lehetőségeket szeretnénk keresni, amelyeket a kutatás későbbi fázisában, az eredmények függvényében tudunk felvázolni.



Hömöstrei Mihály 2006-ban végzett az ELTE fizikatanári szakán. 2014 óta a magyar IYPT csapat felkészítő csapatának tagja, 2016 óta az ELTE Anyagfizikai Tan-székén tanít szakdidaktikai tantárgyakat, 2018 óta a Budapesti Német Iskola fizika-tanára. MOL Mester-M (2010) és Ericsson-díj (2020) birtokosa.

A természettudománnyal foglalkozó szakmákat érdekesnek találom.*

1 2 3 4 5 6

Egyáltalán nem értek egyet ☐ ☐ ☐ ☐ ☐ ☐ Teljesen egyetértek

1. ábra. Példa Likert-skálás kérdésre a tanulói kérdőívbelől.

Ennek fényében két fontos alapkérdésre keressük a választ. Milyen faktoroktól függ

1. a diákok attitűdje a fizika irányában, illetve
2. az, hogy a tanulók fizikairányban terveznek-e továbbtanulni.

E cikkben a kutatás egy előzetes, „pilot” projektje kerül bemutatásra. Célunk egy jövőbeli nagymintás kutatáshoz felhasználható kérdőív előzetes tesztelése volt. Írásunkban bemutatjuk a jelenlegi mérés eredményeit és összefoglaljuk a legfontosabb tapasztalatokat, foglalkozunk a mérés hatókörével is. A kérdőív eredményeit különböző statisztikai módszerekkel elemeztük, ezek leírását cikkünk tartalmazza.

Kutatási módszer

A tervezett kutatás két fő információforrásra épít. A diákokra, akiknek egy online kérdőívet kell kitölteniük, és egy tanári kérdőívre. A pilot projekt célja a tanulói kérdőív előkészítése, tesztelése, így ennek módját mutatjuk be.

A kérdőív tartalmaz *Likert*-skálás (1. ábra), feleletválasztós és nyílt végű kérdéseket egyaránt. A fizikával kapcsolatos attitűd mérésére első sorban az előbbi használható, a második két típus kiegészítő információkat szolgáltat.

A tanulók a kérdőívet az iskolában, fizikaórán töltötték ki. A későbbi összehasonlító kutatások megalapozása érdekében a diákok kódnevet kaptak.

A kiértékelés módszere

A Likert-skálás kérdések esetén a kiértékeléshez feltáró faktoranalízist használtunk. Ennek során a kérdéseket a diákok egyes kérdésekre adott válaszai alapján csoport-

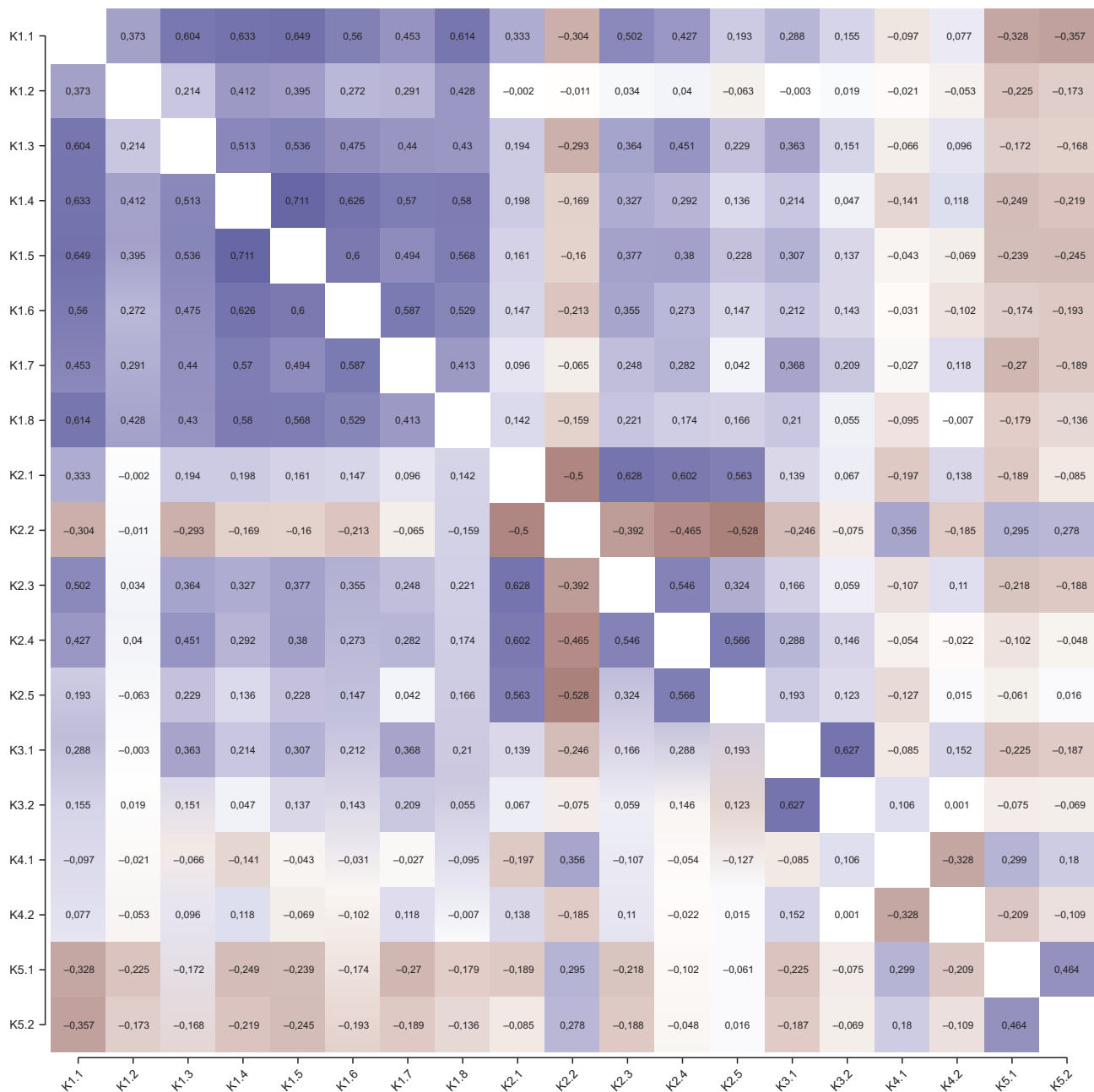
tosítottuk. A csoportosítás szempontja az volt, hogy mely kérdésekre adott tanulói válaszok korrelálnak (pozitívan vagy negatívan) egymással. (A faktoranalízisről rövid összefoglaló található a [8] hivatkozásban.)

Az elemzés során azonban előfordul, hogy egy kérdés válaszai több csoport kérdéseivel is erősebb összefüggést (pozitív vagy negatív korrelációt) mutatnak. Ekkor a tiszta csoportstruktúra (faktorstruktúra) elérése érdekében ezeket a kérdéseket kizárjuk az elemzésből, így lépésről lépésre – kizárt kérdésről kizárt kérdésre – haladva a fennmaradó kérdések már egyértelmű mintázatot rajzolnak ki.

A jelenlegi teszt kevesebb kérdést tartalmaz, mint a tervezett jövőbeli kérdőív. Ennek oka, hogy a faktoranalízis érzékeny a minta elemszámára (a válaszadó/kérdés aránynak az analízis jó működéséhez legalább 5-nek kell lennie).

1. táblázat		
Az egyes faktorok és a hozzájuk tartozó kérdések		
faktor	kérdés	faktortöltés
Észlelt óraminőség ($\alpha = 0,883$)	1.1 Élveztem az ideai tanév fizikaóráit.	0,630
	1.2 Ebben az évben a fizikaórák által jobban megszerettem a fizikát.	0,556
	1.3 A Tanár úr mindig felkészült volt.	0,498
	1.4 Követhetők voltak számomra a tanári magyarázatok.	0,884
	1.5 Érdekesek voltak számomra a tanári magyarázatok.	0,755
	1.6 A tanórán elvégzett tanári és tanulói kísérletek érdekesek voltak.	0,709
	1.7 A tanórán elvégzett tanári és tanulói kísérletek segítettek, hogy megértsem a tananyagot.	0,634
	1.8 Az órák általában jó hangulatban teltek.	0,736
Fizikás jövőkép ($\alpha = 0,835$)	2.1 Szeretnék természettudományos pályán elhelyezkedni.	0,822
	2.2 Semmiképp nem dolgoznék olyan szakmában, ahol fizikával foglalkoznak.	-0,592
	2.3 A természettudománnyal foglalkozó szakmákat érdekesnek találom.	0,616
	2.4 A tanév fizikaórái közelebb hoztak engem ahhoz, hogy természettudományos pályán akarjak elhelyezkedni.	0,772
	2.5 Felnőtt koromban biztos, hogy fizikával szeretnék foglalkozni.	0,702
Befektetett tanulói energia ($\alpha = 0,765$)	3.1 Ebben a tanévben mindent megtettem, hogy fizikából az anyagot megértsem.	0,929
	3.2 A tanév során sok energiát fektettem otthon a tananyag elsajátításába.	0,667
A fizika nehézsége ($\alpha = 0,491$)	4.1 A fizika általában nehéz számomra.	0,602
	4.2 A tanév során a fizika számítási feladatok nem jelentettek nehézséget számomra.	-0,545
Sikertelenség a fizikában ($\alpha = 0,598$)	5.1 Nem értek semmit, amit ebben az évben tanultunk fizikából.	0,550
	5.2 Ennek az évnek a fizikaórái távolabb vittek engem a fizika szeretetétől.	0,733

Az utolsó oszlop az adott kérdésre vonatkozó faktortöltést mutatja. A faktortöltés egy 0 és 1 közötti szám. Minél nagyobb értéket vesz fel, annál jobban kapcsolódik az adott kérdés a faktorhoz.



2. ábra. A kérdések közötti kapcsolatok szemléltetésére kirajoltuk a kérdéssor korrelációs mátrixát. A kék szín jelzi a pozitív, a piros a negatív korrelációt, a szín intenzitása pedig a korreláció erősségét. A kérdések számozása megegyezik az 1. táblázatban látható számozással. Jól látható, hogy az egy csoportba (faktorba) sorolt kérdések egymással erősen korrelálnak.

Eredmények

A faktoranalízis során öt kérdéscsoportot (faktor) azonosítottunk, amelyeket a bennük található kérdések alapján – a könnyebb azonosíthatóság és értelmezés végett – elneveztünk. A kapott csoportok (faktorok) listáját és a hozzájuk tartozó kérdéseket az 1. táblázat tartalmazza. Megjegyezzük, hogy a tiszta faktorstruktúra eléréséhez öt kérdést zártunk ki, így ezek nem szerepelnek ebben a táblázatban.

A faktorok Cronbach-alfa [9] értékeit az 1. táblázatban a faktor neve alatt tüntettük fel. A Cronbach-alfa 0 és 1 közötti értéket vehet fel. Azt jellemzi, hogy az

adott faktor kérdései mennyire koherensek a nagy egészszel. Minimális elfogadott értéke 0,500. Látható, hogy a „fizika nehézségei” faktor esetén nem éri el a küszöbértéket, ami arra hívja fel a figyelmet, hogy éles mérés esetén további kérdéseket szükséges feltenni, hogy a kialakuló faktorstruktúra megfelelően használható legyen.

Az 1. táblázatban az utolsó oszlop az adott kérdésre vonatkozó faktortöltést mutatja. A faktortöltés szintén egy 0 és 1 közötti szám, amely minél nagyobb értéket vesz fel, annál inkább kapcsolódik az adott kérdés a faktorhoz. A 2. ábrán láthatjuk a kérdések korrelációjának erősségét, amely jól mutatja a kérdések csoportosításának szempontját: a faktor-

A felmérés alatt kapott adatok statisztikai elemzésének eredményei

faktor	a nem hatásának p értékei	a befektetett idő hatásának p értékei	a faktor átlaga	átlag nemenként		átlag befektetett idő csoportonként		
				lány	fiú	0–10 perc	10–20 perc	20+ perc
észlelt óraminőség	0,181	0,011	5,217 (0,663)	5,146 (0,711)	5,337 (0,560)	4,976 (0,570)	5,234 (0,670)	5,336 (0,679)
fizikás jövőkép	0,030	0,369	3,197 (1,089)	3,022 (0,975)	3,491 (1,211)	2,942 (1,079)	3,161 (1,062)	3,378 (1,109)
befektetett tanulói energia	0,296	< 0,001	4,211 (1,018)	4,298 (0,868)	4,066 (1,225)	3,403 (1,114)	4,304 (0,888)	4,573 (0,836)
a fizika nehézsége	0,017	0,002	2,944 (1,030)	3,112 (1,047)	2,660 (0,944)	2,355 (0,933)	3,107 (1,115)	3,109 (0,875)
sikertelenség a fizikában	0,095	0,502	1,754 (0,879)	1,651 (0,928)	1,815 (0,847)	2,016 (1,144)	1,670 (0,740)	1,691 (0,825)

Az első két oszlop az adatsorokon végzett többszempontú varianciaanalízis eredményeit, a megadott p értékeket mutatja. Szignifikáns interakciót találtunk, ha a feltüntetett p érték kisebb, mint 0,05. A további oszlopok az egyes faktorokra kapott átlagos értékeket mutatják nemenkénti és átlagos befektetett idő szerinti csoportosításban is. Az átlagértékek alatt zárójelben a standard szórás látható.

analízis során az egymással erős pozitív vagy negatív korrelációt mutató kérdések kerülnek egy csoportba.

Észlelt tanóraminőség

Ez a faktor tartalmazza a tanórák élvezeti értékével, a tanár diákok által érzékelt felkészültségével kapcsolatos kérdéseket. Érdekes, hogy ebbe a faktorba kerültek a tanári magyarázat érthetőségével és érdekes-ségével kapcsolatos, valamint a tanórán elvégzett kísérletekkel összefüggő kérdések is.

A diákok erre a faktorra adott átlagos pontszáma tehát azt mutatja meg, hogy összességében milyen minőségűnek tartják a fizikaórákat, a fent említett szempontok mentén.

Fizikás jövőkép

A második faktorban elsősorban azok a kérdések kaptak helyet, amelyek azt mérik fel, mennyire szeretne az adott diák a fizika tárggyal továbbtanulni. Izgalmas, hogy ebbe a faktorba került a mennyire találják érdekesnek a fizikával foglalkozó szakmákat, valamint az is, hogy az adott év fizikaórái mennyire hozták közelebb őket, hogy természettudományos pályán akarjanak elhelyezkedni.

Befektetett tanulói energia

Két kérdést tartalmaz, amelyek jól lefedik a faktornak adott címet. Az igazi érdekesség talán abban rejlik, hogy a faktorhoz nem csatolódik a füzetvezetés, valamint az órai odafigyelés. Úgy tűnik, hogy a diákokban az órai munka nem igazán kötődik össze az ő általuk befektetett munkával.

A fizika nehézségei

Ez a faktor is két kérdést tartalmaz. Az egyik a számítási feladatok érzékelt nehézségét méri fel, a másik pedig, hogy a diákok összességében mennyire érzik nehéznek a fizikát.

Érdekes, hogy a feltett kérdések közül egyedül a számítási feladatok nehézsége kapcsolódik szorosan ahhoz, hogy az egész tantárgyat mennyire érzik nehéznek.

Sikertelenség a fizikában

Ebbe a faktorba került az a kérdés, ami azt méri fel, hogy összességében úgy érzi-e a diák, hogy az év során távolabb került a fizika szeretetétől. Ez a kérdés a faktorban egyetlen másik kérdéssel kapcsolódik össze. Ez a kérdés azt méri fel, mennyire érzi úgy a diák, hogy az évben semmit nem értett fizikából.

Fontos kiemelni, hogy korrelációkról és nem ok-okozati viszonyokról beszélünk, de érdemes figyelni arra, hogy jelen mérés alapján úgy tűnik, hogy a diákjaink távolabb kerülnek-e a tárgyunk szeretetétől, elsősorban az befolyásolja, hogy érzik-e, vajon megértettek valamit.

Látható, hogy az öt faktorból három írja le a diákok fizikával kapcsolatos attitűdjét (fizikás jövőkép, a fizika nehézsége, sikertelenség a fizikában), egy viselkedési elem (befektetett tanulói energia) és egy írja le a diák által érzékelt külső tényezőket (észlelt óraminőség).

További elemzések

Miután a faktorstruktúra elkészült, minden diák esetén az ő általa az egyes faktorok kérdéseire adott válaszokból átlagot számítottunk, hogy felmérjük, vajon az egyes diákok milyen átlagos értéket adtak meg az egyes faktorok esetén.

Ezen eredményeket statisztikailag teszteltük, hogy megállapíthassuk, van-e kimutatható eltérés a nemek között, valamint találunk-e különbséget annak függvényében, hogy saját bevallásuk szerint mennyi időt fektetnek be otthon a fizika tanulásaiba (2. táblázat).

Mivel a Shapiro–Wilk-teszt eredményei szerint több csoport adatai szignifikáns eltérést mutattak a normál-

eloszlástól, a többszemponú varianciaanalízishez Friedman-tesztet használtunk (nonparametrikus ismételt mérés ANOVA JASP 0.16.2.0 szoftverrel) [10].

Az észlelt óraminőség teljes mintára vett átlaga 5,217, ami magas értéknek mondható (hiszen a skála minden kérdés esetén 1–6-ig tart). Értelmezésénél természetesen figyelembe kell venni annak torzító hatását, hogy a diákokat saját tanáruk kérte meg a kérdőív kitöltésére.

A fizikás jövőkép faktorra kapott érték azt jelzi, hogy a csoport összességében inkább a „nincs fizikás jövőképe” felé tolódik el (a felezőpont a 3,5-ös értéknél lenne). A befektetett tanulói energiára kapott átlag tanúsága szerint a diákok úgy érzik, sok energiát fektettek a tantárgyba.

A fizika nehézsége faktor esetén a kis érték jelzi, hogy kevésbé érezték nehéznek a tárgyat (bár az érték itt is közel van a felezőponthoz).

A sikertelenség a fizikában faktorra kapott egy és kettő közti érték azt jelenti, hogy összességében a csoport kevésbé érezte magát sikertelennek fizikából.

Az első faktor esetén a befektetett idő főhatása bizonyult szignifikánsnak, ezért a befektetett idő csoportjait (0–10 perc, 10–20 perc, 20+ perc) megvizsgáltuk, és szignifikáns eltérést találtunk az első-második, valamint az első-harmadik páros esetén ($p = 0,028$ és $p = 0,004$). Ez azt üzeni számunkra, hogy az, hogy a gyerekek mennyire tartják minőséginek, élvezetesnek az órákat, összefüggésben van azzal, hogy tanulnak-e egyáltalán a fizikaórákra otthon, de annak időtartamával már kevésbé.

A második faktor esetén a nem főhatása bizonyult szignifikánsnak (a fiúk javára – a fiúk átlaga 3,5, a lányok esetén ez 3,0), ami a jelenlegi mintára is megerősíti azt a közkeletű megállapítást, hogy a lányok kevésbé választanak természettudományos szakmát.

E jelenség tompításáért, felszámolásáért természetesen küzdeni kell, így kiemelt fontosságúnak tartjuk, hogy kutatások szülessenek a témában. Külföldi kutatások alapján elmondható, hogy a lányok érdeklődésének és természettudományok iránti szeretetének felkeltését szolgálja, ha több kooperatív, csoportos munkaformát alkalmazó módszert használunk, amelyek során tisztázott, hogy mi a szerepük [11]. Emellett pozitív hatást fejt ki, ha a tananyag összeállításakor minél nagyobb hangsúlyt fektetünk a természeti jelenségek magyarázatára, illetve orvostudományi és biológiai témákkal kapcsolatos anyagrészekre [12]. Szintén külföldi kutatás tapasztalata, hogy a tanórai frontális munkaforma túlsúlya hátráltatja a lányok érdeklődésének kibontakoztatását [13].

A harmadik faktor esetén nem találtunk szignifikáns eltérést a nemek között, viszont a befektetett idő főhatása szignifikánsnak bizonyult. Ezt úgy értelmezzük, hogy a diákok önkonzisztens módon becslik a saját maguk által befektetett időt.

A nem főhatása a negyedik faktor esetén szignifikánsnak bizonyult. A kérdőívet kitöltő lányok összességében nehezebbnek tartják a fizikát. A befektetett idő főhatása is szignifikáns, úgy tűnik, hogy a kitöltők azon érzékelése, hogy a fizika nehéz, és az általuk befektetett idő összefüggést mutat.

A sikertelenség a fizikában faktor esetén nincs kimutatható különbség a fiúk és lányok között, és annak tekintetében sem, hogy a tanulók mennyi energiát fordítanak a fizika tanulására.

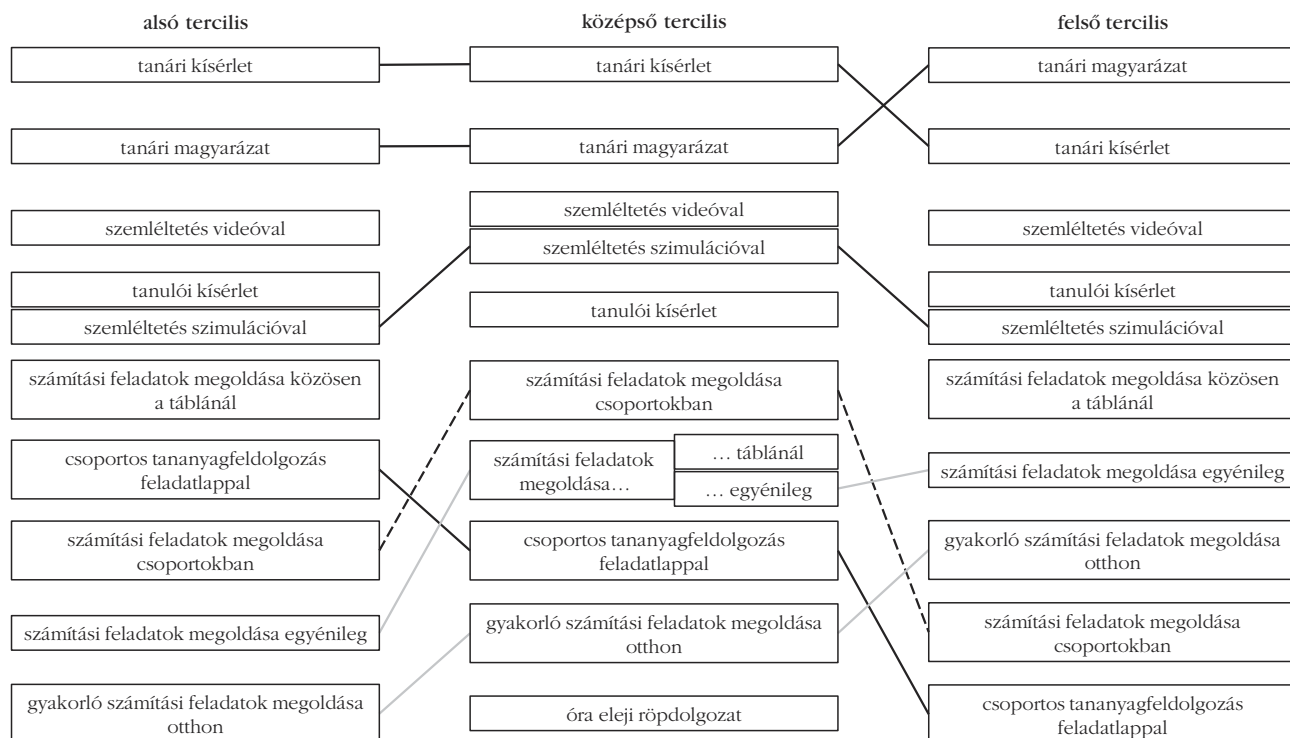
A kérdőívben megkértük a diákokat, hogy írják le, mit szeretnének dolgozni felnőtt korukban. Ez alapján három csoportra osztottuk őket (nem tudja; tudja, de nem fizikával kapcsolatos; tudja és fizikával kapcsolatos) és ezen csoportokra megnéztük az egyes faktorok átlagos értékeit (3. táblázat).

Az észlelt óraminőség-faktor esetén a főhatás nem szignifikáns, csak azok megélése között van kimutatható különbség, akik nem tudják, hogy milyen irányban mennének tovább, és akik már tudják, hogy természettudományos pályát választanának. Ez annak hatása lehet, hogy akik fizikával kapcsolatos pályaválasztás mellett döntöttek, már eredendően jobban tetszettek a tantárgy órái.

A fizikás jövőkép faktor esetén a munkakategória főhatása szignifikáns. A csoportok (nt: nem tudja, tt: természettudományos, ntt: nem természettudományos) közötti interakciók vizsgálata alapján minden csoport értékei szignifikánsan különböznek egymástól, azaz $p(nt - tt) = 0,010$,

3. táblázat				
A jövőkép és a fizikához való viszonyulás				
faktor	munkaválasztás hatásának p értéke	átlagos értékek munkakategóriánként		
		nem fizikával foglalkozó pálya	nem tudja	fizikával foglalkozó pálya
a csoport létszáma:		83	43	16
észlelt óraminőség	0,050	5,218 (0,073)	5,125 (0,101)	5,461 (0,165)
fizikás jövőkép	< 0,001	2,860 (0,108)	3,405 (0,149)	4,387 (0,245)
befektetett tanulói energia	0,038	4,301 (0,111)	3,942 (0,154)	4,469 (0,252)
a fizika nehézsége	0,009	3,157 (0,110)	2,686 (0,153)	2,531 (0,251)
sikertelenség a fizikában	0,648	1,783 (0,097)	1,756 (0,135)	1,594 (0,221)

Az első két oszlop az adatsorokon végzett többszemponú varianciaanalízis eredményeit, a megadott p értékeket mutatja. Szignifikáns interakciót találtunk, ha a feltüntetett p érték kisebb, mint 0,05. A további oszlopok az egyes faktorokra kapott átlagos értékeket mutatják a megjelölt jövőkép szerinti csoportosításban. Az átlagértékek alatt zárójelben a standard szórás látható.



3. ábra. Az egyes módszerek rangsorának első kilenc eleme a fizikával szembeni attitűdöt mérő faktorokra vett átlagérték alapján, egyenlő létszámú csoportokba rendezve a diákok válaszait. Ahol két módszer került feltüntetésre egy sorban, ott az adott módszerek azonos mennyiségű szavazatot kaptak.

$p(\text{ntt} - \text{tt}) < 0,001$, $p(\text{nt} - \text{ntt}) = 0,003$). Ezzel gyakorlatilag validáltuk a fizikás jövőkép kérdéscsoportot, hiszen kimutathatóan összefüggésben van az általa megadott érték a diákok tényleges jövőképével.

A befektetett tanulói energia esetén a munka kategória főhatása szignifikáns. Csoportonként vizsgálva kimutatható különbséget azok között találtunk, akik nem tudják még, mivel akarnak foglalkozni, valamint akik nem fizikával akarnak továbbtanulni ($p(\text{nt} - \text{tt}) = 0,061$, $p(\text{ntt} - \text{tt}) = 0,353$, $p(\text{nt} - \text{ntt}) = 0,027$). Tehát azok, akik még nem tudják, mivel szeretnének foglalkozni – jelen minta esetén – kimutathatóan kevesebbnek érzik az általuk befektetett időt, mint azok, akik döntöttek már valamelyik irányban.

A fizika nehézsége faktor esetén a csoportok vizsgálata alapján szignifikáns a különbség a tervvel még nem rendelkezők és a másik két csoport között ($p(\text{nt} - \text{tt}) = 0,015$, $p(\text{ntt} - \text{tt}) = 0,025$, $p(\text{nt} - \text{ntt}) = 0,330$). Itt tehát egy tendenciát látunk – azok akik fizikával akarnak továbbtanulni, könnyebbnek érzik, náluk kimutathatóan nehezebbnek érzékelik a tárgyat azok, akik nem döntöttek és még nehezebbnek, akik más irányban keresik a jövőjüket.

A sikertelenség a fizikában faktor esetén nincs szignifikáns különbség a csoportok között, azaz úgy tűnik, hogy az, hogy mennyire érzik sikertelennek magukat a fizikával kapcsolatban, nem függ attól, hogy ez irányban kívánnak-e továbbtanulni.

Azért, hogy a diákok módszerpreferenciáit felmérjük, a kérdőívben megkértük őket arra, hogy egy listából legalább ötöt jelöljenek be az ott felsorolt tanítási módszerek közül, amelyek a legjobban segítik

őket a tananyag megértésében. E mérés során minden csoport esetén alkalmaztuk az összes felsorolt módszert. Erre adott válaszaikat a három fizikával szembeni attitűdöt kifejező faktor alapján vizsgáltuk úgy, hogy a diákok ezen három faktor kérdéseire adott válaszait átlagoltuk (úgy, hogy a fizika nehézsége és a sikertelenség a fizikában faktorok kérdéseinek válaszait invertáltuk, hogy a skálák minden esetben a kis értékekkel jelezzék azt, ha valaki távolabb van a fizikától és nagy értékkel azt, ha közelebb), majd három egyenlő létszámú csoportra osztottuk a diákokat úgy, hogy átlagérték szerint sorba rendeztük őket. Az alsó tercilisbe került a legalacsonyabb pontszámmal rendelkező negyvenhét diák, a középsőbe a második negyvenhét és így tovább. Annak érdekében, hogy a csoportok létszáma azonos legyen, egy tanuló értékét kizártuk ehhez az elemzéshez. A három csoport esetén megvizsgáltuk, milyen gyakran választották az egyes módszereket, és ez alapján rangsoroltuk azokat – a rangsor első kilenc elemét a 3. ábra tartalmazza.

Az első két helyre minden tercilisben a tanári kísérlet és a tanári magyarázat került. A két módszer sorrendje csak a felső tercilisben cserélődött meg az előzőekhez képest, ami azt mutatja, hogy akik közelebb érzik magukat a fizikához, úgy ítélik meg, számukra hasznosabb a magyarázat, mint egy bemutatott kísérlet.

Az eredmények alapján látható, hogy a csoportos tananyagfeldolgozást annál feljebb rangsorolták, minél kisebb a fizikával szembeni pozitív attitűdjük, így gyengébb csoportok esetén hasznos lehet na-

gyobb arányban alkalmazni csoportos munkaformát alkalmazó módszereket.

A számítási feladatok megoldásával kapcsolatban több megállapítást tehetünk. Az egyéni feladatmegoldás (az iskolában vagy otthon) esetén pozitív tendencia figyelhető meg a fizikával kapcsolatos attitűd növekedésével. Ez azt jelenti, ha csoportunk átlaga az alsó vagy a középső tercilisben van, akkor a számítási feladatmegoldást érdemes lehet más módszerrel bevinni óráinkra. A középső tercilis esetén a legfontosabb alternatíva – mérésünk szerint – a csoportos feladatmegoldás. Az alsó és felső tercilisek esetén ez a módszer jóval alacsonyabb helyre rangsorolódott, ennek oka az lehet, hogy a fizikát maguktól távolabb érzők félnek, esetleges kudarcaikat a csoporttársaik is láthatják, a felső tercilisben lévők pedig úgy érzik, hogy csapattársaik „visszahúzzák” őket.

A mérés korlátai

Fontos kiemelni, hogy a bemutatott eredmények csak egyetlen iskola kilencedikes diákjai véleményét, gondolatait tükrözik. Ráadásul az összes megkérdezett diák a cikk első szerzőjénél tanulta a fizikát. Ennek megfelelően az eredmények általánosíthatósága korlátozódik az olyan típusú iskolákra, mint a Tömörkény Gimnázium, és az olyan stílusú tanárookra, mint a cikk első szerzője.

Szintén korlátozza az általánosíthatóságot az a tény, hogy a jelenlegi faktorstruktúra a jelenlegi kérdéssor alapján alakult ki. Ezt azért fontos ismét megemlíteni, mert a későbbi mérésekben, ha a nagyobb mintaelemszám több kérdést enged meg a kérdőívben, e faktorstruktúra biztosan bővülni fog, illetve előfordulhat, hogy már létező faktorok eltűnnek.

A mérés célja nem a teljes általánosíthatóság volt, elsősorban a kérdőív tesztelését tűztük ki célul.

Konklúzió

Fókuszpontok a pilot projekt alapján

A legtöbb konklúzió valószínűleg számos tanár által jól ismert, ennek ellenére fontosnak tartjuk leírni, mert ezeket a közkeletű gondolatokat kutatásunk (a megnevezett korlátok mellett) alátámasztotta.

A munkaforma-preferencia

Láthattuk, hogy a különböző csoportosítások alapján a módszerpreferenciák között csak kis különbségek merülnek fel, azonban egyértelműen látszik, hogy a fizikát minél távolabbinak érző diák – az egyéni munkával szemben – egyre inkább a csoportos feldolgozást preferálja. Ez alól kivétel – feltehetőleg a tanulói félelmek miatt – a csoportos feladatmegoldás.

Emellett, ha a csoportunkban több olyan diák található, aki nincs kifejezetten közel, sem kifejezetten

távol tárgyunk szeretetétől, akkor az egyéni számítási feladatmegoldás helyett érdemes lehet más alternatívát keresni a tananyag elmélyítéséhez, vagy akár kifejezetten számítási feladatok megoldásának gyakorlásához is (mint a számítási feladatok közös vagy csoportos megoldása).

Magyarázatok szintézise az átlagos diákra

A sikertelenség a fizikában faktor erős üzenetet hordoz. Azt mutatja, aki úgy érzi, egyáltalán nem érti a fizikát, távolodni fog a szeretetétől. Jelen mérés alapján úgy tűnik, hogy ennek fordítottja sajnos, nem igaz, tehát csupán az, hogy érti valaki a fizikát, nem jelenti, hogy szereti is, vagy fizikával foglalkozó szakmát választana.

A fizikával foglalkozó szakmák bemutatása

A fizikás jövőkép faktor eleme lett, hogy a diák mennyire találja érdekesnek a fizikával foglalkozó szakmákat. Ehhez természetesen szükséges, hogy a tanulók számára ismert legyen: pontosan mivel foglalkoznak a fizikusok az általuk betöltött különböző munkakörökben.

A fizikus közösség sokat tehet a fizikatanítás ügye érdekében, ha minél több fórumon bemutatja, hogy miből áll a munkája, fizikusként miként telnek napjai. Több egyetem és cég készít ilyen anyagot, amelyeket a mellékelt QR-kódon elérhető listában gyűjtök [14].



Házi feladatok optimalizálása és önmérséklet a számítási feladatok terén

Az eredmények közt azt láthattuk, hogy pozitív összefüggés van a diákjaink által az otthoni tanulásra fordított idő és a között, hogy mennyire van fizikával kapcsolatos tervük a jövőre nézve, viszont a fizika észlelt nehézségével is pozitív ez az összefüggés.

Ez arra hívhatja fel figyelmünket, hogy a házi feladatok feladásánál figyeljünk a mennyiségre, az átlagos diák ne érezze túl soknak, azonban jó lehet, ha fakultatív plusz feladatot adunk azoknak, akik több időt szeretnének a fizikával tölteni otthon. Továbbá érdemes lehet kevesebb számításos házifeladatot adni, hiszen a diákok fejében a fizika nehézségével leginkább ezek kapcsolódnak össze.

Ugyanezért érdemes lehet erős önmérsékletet gyakorolni abban, hogy milyen nehézségű feladatok megoldását várjuk el minden diákunktól.

Összefoglalás

Eredményeim alapján öt faktor befolyásolja a diákok fizikával kapcsolatos attitűdjét, amelyek közül három belső (fizikás jövőkép, a fizika nehézsége, sikertelenség a fizikában) egy viselkedéses (befektetett tanulói

energia) és egy külső (észlelt óramínőség). Bár az utolsó a teljesen külső faktor, a belső és viselkedési faktorokra is hatással lehetünk.

Láthattuk, hogy a diákok pályaválasztás tervei a fizikával kapcsolatos attitűdöt leíró öt faktor közül a fizikás jövőképpel, a befektetett tanulói energiával és a fizika észlelt nehézségével áll kimutatható összefüggésben. A fizikával kapcsolatos jövőkép szempontjából leginkább e három szempontra érdemes fókuszálni.

Ha csoportunk átlagértékeit ismerjük ezen faktorokra, segíthet annak felmérésében, hogy diákjaink mennyire orientálódnak a fizika irányába, valamint abban is, hogy milyen módszereket érdemes alkalmazni óráinkon.

A módszertani gondolatokkal kapcsolatban – amelyek a jelenlegi mérésben általában közkeletű megállapítások kutatás alapú megerősítései – a jelenlegi mintánál is látszanak fő irányvonalak. Bízunk abban, hogy a nagymintás mérés alapján még erősebb, még jobban alátámasztott ajánlások születhetnek majd.

A pilot kutatás után egy nagymintás mérést szeretnénk végezni több iskola, több tanárának – és amennyiben lehetőség van több iskola-, valamint településtípus – bevonásával, a jobb általánosíthatóság elérése érdekében.

Irodalom

1. Józsa K., Lencsés Gy., Papp K.: Merre tovább természettudomány? *Fizikai Szemle* 46/5 (1996) 167–170.
2. Hadházy T., Szabó Á.: Általános iskolai tanulók véleménye a fizikaoktatásról. *Fizikai Szemle* 46/5 (1996) 166–167.
3. Csapó B.: A tantárgyakkal kapcsolatos attitűdök összefüggései *Magyar Pedagógia* 100/3 343–366.
4. Papp K., Józsa K.: Legkevésbé a fizikát szeretik a diákok? *Fizikai Szemle* 50/2 (2000) 61–67.
5. Csikos Cs.: Melyik a kedvenc tantárgyad? Tantárgyi attitűdök vizsgálata a nyíltvégű írásbeli kikérdezés módszerével. *Iskola-kultúra* 2012/1 3–13.
6. Nótin Á., Páskuné Kiss J., Kurucz Gy.: A tantárgyi szorongás kérdőív bemutatása. *Alkalmazott Pszichológia* 15/4 109–131.
7. Chrappán M.: A természettudományos tantárgyak helyzete és elfogadottsága a közoktatásban. *Magyar Tudomány* 178/11 1352–1368.
8. https://gtk.uni-miskolc.hu/files/12413/6-7E_Faktoranalizis.pdf utolsó elérés: 2022. 10. 01.
9. http://gepeskonyv.btk.elte.hu/adatok/Pszichologia/8M%FCnnich/pages/p_2_9.xml utolsó elérés: 2022.10.01
10. https://psycho.unideb.hu/munkatarsak/kurucz_gyozo/targyak/Kiraly_Zoltan_stat2_jegyzet_nemparameteres_eljarasok.pdf utolsó elérés: 2022.11.02
11. Baker, D. R.: Equity issues in science education. *International handbook of science education*. (1998) 869–895.
12. Stadler, H.: *Physikunterricht unter dem Genderaspekt*. Disszertáció (2004)
13. Osbourne, J., Collins S.: Pupil's views of the role and value of the science curriculum: focus-group study. *International Journal of Science Education* (2001) 443–467.
14. <https://youtube.com/playlist?list=PLl1wSdDCa0nM39CM1PHCxvE1pIEKxZ1NO> utolsó elérés: 2022.10.24

HÍREK – ESEMÉNYEK

KESZTHELYI LAJOS (1927–2022)

Mély megrendüléssel tudatjuk, hogy 2022. december 9-én elhunyt *Keszthelyi Lajos* Széchenyi-díjas fizikus, az MTA rendes tagja, a magyar atomfizikai és magfizikai kutatások meghatározó személyisége. Pályafutása első húsz évében a kísérleti magfizika számos analitikai eljárását honosította meg itthon, egyúttal továbbfejlesztve azokat. Magyarországon elsőként alkalmazott ionnyalábot magreakció-analízisre, illetve az atomok felületi topográfiájának feltérképezésére. Ez a Rutherford-féle visszaszórásos spektroszkópia (RBS). Kiemelkedő eredményeket ért el a Mössbauer-effektus hazai alkalmazásában. A '70-es években kezdeményezte egy további ionnyaláb-analitikai módszer, a részecskék keltette karakterisztikus röntgensugárzás-spektrometria (PIXE) meghonosítását is, amelynek biológiai és biofizikai alkalmazását a kulturális örökség területén történő felhasználás követte.

Keszthelyi Lajos 1954–1973-ig dolgozott a Központi Fizikai Kutatóintézetben, utána a Szegedi Biológiai Kutatóintézet (SZBKI) Biofizikai Intézetében folytatta kutatómunkáját, ahol rövidesen intézetigazgató, majd 5 évig az SZBKI főigazgatója lett. Az időközben létrejött KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet munkatársával azonban továbbra is aktív munkakapcsolatban maradt, amely nyugdíjba vonulása után még erősebbé vált.

Keszthelyi Lajos több éven keresztül volt a *Fizikai Szemle* szerkesztőbizottsági tagja, 1980 és 1985 között az Eötvös Loránd Fizikai Társulat alelnöke.

Nyolcvanadik születésnapja alkalmából a *Fizikai Szemle* 2007/2 számában (57. o.) köszöntötték munkatársai. A *Fizikai Szemle* későbbi számában több cikkben idézzük fel tudományos munkásságát és annak máig tartó hatását.

Keszthelyi Lajos emlékét megőrizzük.

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-postacím: elft@elft.hu

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtájtíkar, felelős szerkesztő Lendvai János 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.

Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.

Megjelenik havonta (évente egyszer duplaszámmal), egyes szám ára: 1100.- Ft (duplaszámé 2200.- Ft) + postaköltség.

HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és HU ISSN 1588–0540 (online)

A FIZIKAI SZEMLE LXXII. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

<i>Angeli István, Darai Judit</i> : Az első magmodellek születése kvantumasszisztenciával	210
<i>Angeli István</i> : $e = hv$ – Honnan tudta Planck, hogy éppen ez kell?	17
<i>Angeli István</i> : Út az első Bohr-féle atommodellhez – Schrödinger és Pauli nélkül	93
<i>Kovács Zoltán, Udvarnoki Zoltán, Papp Eszter, Horváth Gábor</i> : Festményeken megfigyelhető holdillúzióról szóló videoklip	103
<i>Asbóth János</i> : A 2022. évi Nobel-díj: a kvantumösszefonódás, a „kísérteties távolhatás” kísérleti igazolása	341
<i>Bányász István</i> : Tökéletlen holográfia	26
<i>Binder Kurt, Iglói Ferenc</i> : Az üvegátalakulás	161
<i>Cserti József, Dávid Gyula</i> : Élet a Laposföldön	235
<i>Dencs Zoltán</i> : A földi víz lehetséges forrásai	8
<i>Fejős Gergely</i> : A kanonikus kommutációs relációk inekvivalens ábrázolásai a kvantummechanikában	307
<i>Fejős Gergely</i> : Renormálási csoport Wilson- és Gell-Mann–Low-módra	70
<i>Fröhlich Viktória</i> : Fehér törpecsillagok körüli bolygók pusztulása	125
<i>Horváth Dezső, Trócsányi Zoltán</i> : Antirészecskék?	347
<i>Horváth Dezső</i> : Részecskefizikai kísérletek elnevezése és szerzői	169
<i>Illy József</i> : Einstein, a repülőmérnök	167
<i>Jäger Gabriella, Tomán János, Juhász Laura, Vecsei Gergő, Erdélyi Zoltán, Cserhádi Csaba</i> : Két anyag aszimmetrikus házassága és egy új anyag születése	197
<i>Kalácska Szilvia</i> : Diszlokációrendszerek kísérleti vizsgálata mikronos skálán	380
<i>Kiss Ádám</i> : George Marx – the Responsible Use of Nuclear Energy	K15*
<i>Könyves-Tóth Réka, Krezinger Máté</i> : Egyre többet tudunk a gyors rádiókitörésekről	201
<i>Kuti Julius</i> : From Feynman’s Partons to Quarks	K11
<i>Lande Kenneth</i> : Impact of the Neutrino ’72 Conference as Seen a Half Century Later	K9
<i>Lendvai János</i> : Editor-in-Chief’s Preface to the Special Issue	K1
<i>Lendvai János</i> : Észlelbontás	233
<i>Lendvai János</i> : Miért lett a különszám és miért angolul	61
<i>Márkus Ferenc</i> : Kvantálási jelenségek termikus vezetésben	351

<i>Pálfi Krisztina, Horváth Gábor, Slíz-Balogh Judit</i> : A Föld felszínén fellépő gyorsulások a dobósportok biomechanikája hátterül – 1–2. rész	99, 131
<i>Parke Stephen</i> : International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics 1972–2022	K3
<i>Patkós András</i> : Axion-elektrodinamika	386
<i>Patkós András</i> : Rereading the Proceedings of Neutrino ’72	K5
<i>Pázsit Imre</i> : Szemelvények a neutronfluktuációkból és a reaktordiagnosztikából – 1–2. rész	3, 63
<i>Pietschmann Herbert</i> : How the Idea of Neutrino Conferences Came about	K4
<i>Pongor Gábor</i> : A bolygók járása cáfolja a kitalált középkor hipotézisét	129
<i>Rein Dieter</i> : Reminiscences of Hungarian Conferences	K14
<i>Schüller Róbert, Horváth Ákos</i> : Fémek fajhőjének szerepe az elektrokémiában	377
<i>Sehgal Lalit M.</i> : A Conference next to the Alley of Rabindranath Tagore	K12
<i>Sükösd Csaba</i> : George Marx, the Educator	K18
<i>Szabó Róbert, Szklenár Tamás, Bódi Attila</i> : Gépi tanulás a 21. századi asztrofizikában	274
<i>Szalai Tamás</i> : Űrtávcsövekkel a csillagrobbanások és a csillagközi porszemcsék nyomában	312
<i>Szalay Alex</i> : Beginnings of Particle Astrophysics	K13
<i>Trócsányi Zoltán</i> : A részecskefizika helyzete tíz évvel a Higgs-bozon felfedezése után	269

VÉLEMÉNYEK

<i>Garbai László</i> : Klíma és klímaváltozás	77
<i>Szarka László Csaba</i> : Klímaváltozás és energiapolitika, a geofizikus szemüvegén át	244

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Bajkó Ildikó</i> : Felfedező tanulás a középiskolai természettudományokban a vulkáni hamu terjedése alapján	291
<i>Bartos-Elekes István</i> : Stroboszkópos fényképekkel támogatott fizikatanítás az Ady Endre Líceum Fizikumában	217
<i>Beszeda Imre, Stonawski Tamás</i> : Ingamozgás módosított pályákon – A cikloidális inga, mint korabeli GPS	111
<i>Bokor Nándor</i> : Fahasábot, legót, plüssfigurát, fagyott és folyékony almalét a tanteremben!	135

*A „K”-val jelzett oldalszámok az angol nyelvű különszámra utalnak.

<i>Cserti József</i> : A magnetooptikai Faraday-effektus . . .	34
<i>Gnädig Péter</i> : Lehet-e impulzusa valaminek, ami nem mozog?	43
<i>Hárs György</i> : Lejtőről súrlódásmentesen lecsúszó test „paradoxona”	372
<i>Horváth Anna, Bámer Balázs, Barnaföldi Gergely Gábor</i> : Kövessük a fényeket – délibábok numerikus szimulációja	296
<i>Keresztesi Miklós</i> : Big Bang fizikakurzus elektronikus tanulástámogatással – 1–2. rész 367, 391	
<i>Kis Tamás</i> : Kézzelfoghatóvá vált az energiavölgy . .	176
<i>Koncz Károly, Simon Péter</i> : A 41. Mikola Sándor Országos Középiskolai Tehetségkutató Fizikaverseny – beszámoló	262
<i>Molnár András, Raffai Péter</i> : A gravitációs hullámok bemutatása középiskolásoknak – 1–2. rész .	285, 324
<i>Molnár Beáta, Weidinger Tamás, Tasnádi Péter</i> : A meteorológia középiskolai oktatása a Kárpát-medencében	255
<i>Pesthy Sándor Gergely, Miltner Tímea, Hömöstrei Mihály</i> : Tudatos módszerválasztás fizikaórán a tanulói hozzáállások alapján – egy oktatási kísérlet tükrében	405
<i>Schnider Dorottya, Hömöstrei Mihály</i> : Exobolygók: egy tanulói kísérlet	178
<i>Seller Károly, Trócsányi Zoltán</i> : Mi a töltés?	357
<i>Siposs András</i> : A gázok politropikus állapotváltozásairól	30
<i>Sükösd Csaba</i> : XXIV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny – 1–2–3. rész	56, 79, 117
<i>Sükösd Csaba</i> : XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny – 1–2–3. rész	317, 360, 400
<i>Takátsné Lucz Ildikó, Tasnádi Péter</i> : Ami túlmutat az elektrosztatikán: villámok az új Nemzeti alaptanterv tükrében. A villámok elektromágneses sugárzása, a villámvédelem kérdései	147
<i>Tóth Ábel Levente, Tél Tamás</i> : A lépcsőn pattogó labda projekt – A káosz nyomában	105
<i>Ujfaludi László</i> : Andrea Palladio nyomában – optikai illúzió az építészetben	185
<i>Varga János</i> : Mikor látjuk egy alagút végét?	191
<i>Vavrik Márton, Vári Gergely Péter</i> : Schlieren-képalkotás okostelefonnal	278
<i>Végh Péter, Izsa Éva</i> : Egy apró játék kaotikus kalandjai – 1–2. rész	248, 281
<i>Zhang Yu Jie, Simon Ferenc</i> : A folyamatok megfordíthatatlansága és a Loschmidt-paradoxon	331

KÖNYVESPOLC

<i>Radnóti Katalin</i> : Mennyire fontosak a tények? Szélgjegyzetek egy könyv margójára	88
---	----

LEVÉL A SZERKESZTŐNEK

<i>Geszti Tamás</i> : Jó dolog kutatni a kvantummechanika alapjait	104
--	-----

HÍREK – ESEMÉNYEK

A XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny meghirdetése	340, 376, 412
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Elnökségének nyilatkozata a közoktatásról	305
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Küldöttgyűlése – meghirdetés	124
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2022. évi Küldöttgyűlése – beszámoló	302
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2022. évi kitüntetései	338
<i>Bakonyi Imre, Péter László, Kiss László</i> : Tóth József (1935–2021)	91
Barna B. Péter nemzetközi elismerése	92
<i>Gnädig Péter, Patkós András, Rácz Zoltán</i> : Gálfi Lászlóra (1944–2022) emlékezünk	121
<i>Groma Géza</i> : Váró György (1947–2021)	123
<i>Groma István, Ormos Pál, Sólyom Jenő</i> : Jelölési/ pályázási felhívás az Eötvös Loránd Fizikai Társulat kitüntető érmeire, valamint felsőoktatási és tudományos díjaira	61
<i>Groma István</i> : Tájékoztató az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2022. évi tagdíjairól	1
Gyászol a szegedi fizikustársadalom, elhunyt Hevesi Imre	122
Gyémánt Iván Károly (1944–2022)	268
Keszthelyi Lajos (1927–2022)	412
Kitüntetések március 15-e alkalmából	156
Kitüntetett fizikatanárok	195
Koltay Ede (1930–2022)	232
<i>Kovács László</i> : Abonyi Iván (1931–2022)	267
<i>Lang Ágota</i> : Akiről a 250526 Steinerzsuzsanna PO42 kisbolygó a nevét kapta: Lang Jánosné	375
<i>Rajkovits Zsuzsanna</i> : Középiskolások sikerei az ICYS2022 konferencián	157
<i>Sipos László József</i> : Gyászol a hazai nukleáris szakma, elhunyt Rónaky József	92
<i>Ujvári Sándor, Cziegler István</i> : Tóth Eszter (1948–2022)	335

www.fizikaiszemle.hu/mellekletek

<i>Kármán Tamás</i> : A Fizikai Szemle 2023. évi falinaptára	
<i>Kovács Zoltán, Udvarnoki Zoltán, Papp Eszter, Horváth Gábor</i> : Festményeken megfigyelhető holdillúzióról szóló videoklip	103

Megjelent az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny 2017–2022 Feladatok és megoldások című könyv!



A könyv kinyomtatott, kötött példányát ajándékba küldjük azoknak, akik legalább 6000 forinttal támogatják a Versenyt. A támogatások kezelését és az ajándékkönyvek postázását a Verseny gazdasági ügyeit intéző Magyar Nukleáris Társaság végzi, ezért a támogatást az MNT Raiffeisen Banknál vezetett 12011265-01211547-00100000 számlájára lehet küldeni „OSZLV támogatás” megjegyzéssel. Kérjük feltüntetni a támogató postacímét is, ahova az ajándékkönyvet küldhetjük.

Akik a könyvet megvásárolni szeretnék, 6000 Ft + áfa + postaköltség értékben tehetik ezt meg a Magyar Nukleáris Társaság részére küldött megrendelővel.

A megrendelők számára az MNT áfás számlát állít ki.

Lásd: <https://nuklearis.hu/kapcsolat>

Az Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt – és ezzel a könyv kiadását is – a mellékelt képen lévő szervezetek/intézmények támogatták.

A kötet a Verseny feladatairól készült könyvsorozat legújabb, negyedik tagja. Tartalmazza az elmúlt 6 év versenyeinek számításhoz feladatait és azok megoldásait, a kísérleti és szimulációs fordulók feladatait, illetve „minta” jegyzőkönyveket a gyakorlati fordulók megoldására. A könyv végén a versenyek eredményei is megtalálhatók.

A versenybizottság döntése alapján a könyv **elektronikus verziója szabadon letölthető** az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny honlapjáról: <https://szilardverseny.hu>.

A letöltött anyag felhasználását a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike (CC BY-NC-SA 4.0) licenc szabályozza. <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/deed.hu>

Támogatóink

Nemzeti Tehetség Program

Emberi Erőforrások Minisztériuma

Energetikai Technikum és Kollégium, Paks

Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány

Magyar Nukleáris Társaság

BME Nukleáris Technikai Intézet

Eötvös Loránd Fizikai Társulat

MVM Paksi Atomerőmű Zrt.

Paksi Vak Bottyán Gimnázium



ISBN 978-615-01-5926-3



9 786150 159263



Országos Szilárd Leó Fizikaverseny



A XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny meghirdetése

Az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny célja a fizika – és ezen belül is a nukleáris és a modern fizika – iránt érdeklődő tehetséges tanulók felfedezése.

A Magyar Nukleáris Társaság, a paksi Energetikai Technikum és Kollégium, a Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, valamint a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Nukleáris Technikai Intézete meghirdeti a XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt.

Nevezhetnek a határon innen és túl magyar nyelven fizikát tanuló, középfokú oktatásban résztvevő diákok iskolái a **Jelentkezési Lap** kitöltésével és e-mailen történő elküldésével a **sukosd@reak.bme.hu** címre. A versenyen történő részvétel részletes feltételei megtalálhatók a Verseny honlapján:

<http://www.szilardverseny.hu/orszagos-verseny/verseny-meghirdetese>. Jelentkezési lap letölthető: **<http://sukjaro.eu/SzilardVerseny/JelentkezesiLap.xlsx>**

Nevezési díj nincs, a nevezés határideje: 2023. január 15.

Az első forduló időpontja: 2023. február 20., 14:00–17:00,
helyszíne: a benevezettek iskolája.

A második (döntő) forduló időpontja: 2023. április 21–23.
(péntek déltől vasárnap délig),
helyszíne: Paks, Energetikai Technikum és Kollégium



A döntőbe az első fordulóban legjobb eredményt elért húsz Szenior (I.), és tíz Junior (II.) **kategóriájú tanulót** hívja be a Versenybizottság.

A Verseny honlapja – **<http://www.szilardverseny.hu>** – tartalmazza a kategóriák meghatározását, segítséget a felkészüléshez és a díjazást.

A verseny mindkét fordulójában **10-10 elméleti feladatot** kell a versenyzőknek megoldani. A döntőben ezen kívül még **kísérleti és számítógépes szimulációs feladatot** is kapnak a versenyzők.

A döntőbe jutott versenyzők helyezésüknek megfelelően értékes jutalmakat kapnak. Információnk szerint a **BME felvételi többletpontokat** ad a Szenior kategória első 10 helyezettjének a 2024-től induló új felvételi rendszerben (de reméljük, hogy ezt más egyetemek is követik majd).

Várjuk a kihívást vállaló, tehetséges fiatalok jelentkezését!

A Versenybizottság nevében

*Dr. Sükösd Csaba, a BME c. egy. tanára,
a Versenybizottság vezetője*

