

fizikai szemle

A scenic photograph of a sunset or sunrise over a body of water. The sun is a bright, glowing orb in the center of the horizon, casting a long, shimmering reflection on the water's surface. The sky is a mix of soft blues and oranges, with wispy clouds. In the foreground, the dark silhouettes of city buildings and a prominent cylindrical tower are visible against the bright sky. Bare, dark tree branches hang down from the top right corner of the frame.

2010/11

**Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat
havonta megjelenő folyóirata.
Támogatók: A Magyar Tudományos
Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya,
a Nemzeti Erőforrás Minisztérium,
a Magyar Biofizikai Társaság,
a Magyar Nukleáris Társaság
és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete**

Főszerkesztő:

Szatmáry Zoltán

Szerkesztőbizottság:

**Bencze Gyula, Czitrovszky Aladár,
Faigel Gyula, Gyulai József,
Horváth Gábor, Horváth Dezső,
Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Lendvai János,
Németh Judit, Ormos Pál, Papp Katalin,
Simon Péter, Sükösd Csaba,
Szabados László, Szabó Gábor,
Trócsányi Zoltán, Turiné Frank Zsuzsa,
Ujvári Sándor**

Szerkesztő:

Füstöss László

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A folyóirat e-mail címe:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba zánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

<http://www.fizikaiszemle.hu>

A címlapon:

**Halójelenségek Budapesten:
22°-os haló, jobb oldali melléknep,
naposzlop és felső érintő ív.
A címlap és a hátsó borító képeit
Farkas Alexandra készítette
2005. december 23. és 2010.
február 12. között.**

TARTALOM

<i>Farkas Alexandra:</i> Halójelenségek: a magas szintű felhők légköroptikai állapotjelzői	361
<i>Szepes László:</i> A kémiai kötés tanulmányozása gázfázisú fotoelektron-spektroszkópiával	365
<i>Patkós András:</i> Puskin utcai kvarkok – II.	370
<i>Palló Gábor:</i> Polányi kontra Einstein: vita az adszorpcióról	377

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Zátonyi Sándor:</i> Gyakorlati példák és feladatok az általános iskolai fizikaoktatásban	385
<i>Jendrék Miklós:</i> Jobb ma egy Deprez, mint holnap egy multi, avagy mutatós kísérletek mutatós műszerekkel	390
<i>Hargittai István:</i> Hogy elkerüljük az ipari katasztrófákat...	395

HÍREK – ESEMÉNYEK

<i>Tapasztó Levente:</i> Fizikai Nobel-Díj 2010	396
<i>Iglói Ferenc:</i> Súlyom Jenő köszöntése	398

A. Farkas: Halo phenomena, optical indicators of high altitude cloud states
L. Szepes: Chemical bond studies based on gas phase photoelectron spectroscopy
A. Patkós: Quark research of "Puskin Street" (Eötvös University) – II.
G. Palló: The M. Polányi vs. Einstein dispute on adsorption

TEACHING PHYSICS

S. Zátonyi: Examples and exercises taken from practice to be used
in primary school physics teaching
M. Jendrék: Spectacular demonstration experiments with pointer measuring instruments
I. Hargittai: E. Teller's merits as the author of safety regulations
for large industrial establishments

EVENTS

L. Tapasztó: The 2010 Nobel prize
F. Iglói: J. Súlyom: 70th birthday greetings

A. Farkas: Lichthofe als optische Kennzeichen der Zustände von Wolken in größeren Höhen
L. Szepes: Die Spektroskopie von Photoelektronen in der Gasphase als Grundlage
von Untersuchungen chemischer Bindungen
A. Patkós: Quarkforschung „in der Puskinstrasse“ (Eötvös Universität) – II.
G. Palló: M. Polányi und A. Einstein Meinungsverschiedenheiten über Adsorption

PHYSIKUNTERRICHT

S. Zátonyi: Beispiele und Aufgaben aus der Praxis im Physikunterricht der Grundschule
M. Jendrék: Sehenswerte Versuche mit Zeiger-Meßinstrumenten
I. Hargittai: E. Teller's Verdienste als Verfasser von Sicherheitsvorschriften
für größere Anlagen der Industrie

EREIGNISSE

L. Tapasztó: Der Nobelpreis 2010
F. Iglói: J. Súlyom zum 70 Geburtstag

A. Фаркас: Венцы света – показатели состояний облаков на больших высотах
A. Сепеш: Спектроскопия фотоэлектронов в газовой среде как основа исследований
химической связи
A. Паткос: Кварки в «улице Пушкина» (Университет им. Этвеша) – II.
Г. Палло: М. Полани – А. Эйнштейн: Спор об адсорпции

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

III. Zátonyi: Примеры и задания из практики для обучения физике в элементарной
школе
M. Jendrék: Видные эксперименты с показательными измерительными приборами
II. Hargittai: Заслуги Э. Теллера как автора предписаний по безопасности работы
больших промышленных учреждений

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

L. Tapasztó: Нобелевская премия 2010 г.
Ф. Игло: Поздравление 70-летнего Е. Шойома

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését anyagilag támogatják:



Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

LX. évfolyam

11. szám

2010. november

HALÓJELENSÉGEK: A MAGAS SZINTŰ FELHŐK LÉGKÖROPTIKAI ÁLLAPOTJELZŐI

Farkas Alexandra

ELTE, Biológiai Fizika Tanszék, Környezetoptika Labor

A szivárványt mindenki ismeri, hiszen ezt a jelenséget nyaranta több alkalommal is megfigyelhetjük [1–2]. Azt is sokan tudják, hogy a jelenséget a hulló, közel gömb alakú vízcseppekben megtörő fény hozza létre. Ám nap mint nap jelennek meg az égen olyan légkör-optikai jelenségek is, amelyek sokunk figyelmét elkerülik. A halójelenségek – vagy röviden a halók – is ezen „ismeretlen” fényjelenségek közé tartoznak. Akkor alakulnak ki, amikor a légkörben jelen lévő jégkristályokban megtörnek vagy azokról visszaverődik a fény. Ezen folyamatok eredményeképpen szivárványszínűek vagy fehér fényűek lehetnek.

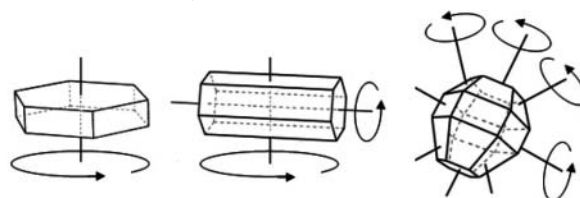
Halóképző jégkristályok

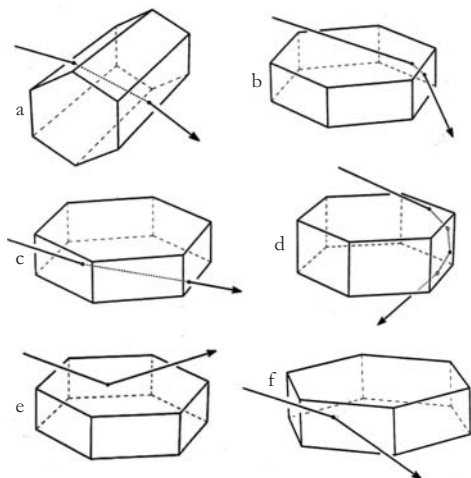
A halók rendkívül sokfélék lehetnek, hiszen a fény útja a kialakulásukban részt vevő jégkristályok jellemzőinek függvényében minden esetben különböző. A kialakult jégkristályok formája a keletkezés helyi adottságainak függvényében eltérő, de a víz tulajdonságából adódóan közös vonásuk, hogy hexagonális (hatszöges) szimmetriát mutatnak. $-4\text{ }^{\circ}\text{C}$ -nál magasabb hőmérsékleten vízszintes, -4 és $-9\text{ }^{\circ}\text{C}$ között függőleges irányba mutató növekedés jellemző rájuk. Előbbi esetben hatszög alapú lap, utóbbiban pedig hatszög alapú hasáb kristályok keletkeznek. -9 és $-22\text{ }^{\circ}\text{C}$ között újra lapos, majd $-22\text{ }^{\circ}\text{C}$ -nál alacsonyabb hőmérsékleten ismét hasáb kristályok képződnek. $-22\text{ }^{\circ}\text{C}$ alatt az oszlopok alsó és/vagy felső részére piramis formájú csúcsok is nőhetnek – ezt az alakot a továbbiakban gúla alakú kristályként említjük [3]. Ezek a különböző jégkristályformák és azok eltérő orientációja (1. ábra) más-más halójelenség kialakulását eredményezik, hiszen

állásuktól függ, hogy melyik lapon jut be, s aztán törik meg a fény (2. ábra) [4–5].

Jégkristályok leggyakrabban a 8–10 km magasan elhelyezkedő magasszintű felhőkben (*cirrostratus*: fátyolfelhő, *cirrus*: pehelyfelhő, *cirrocumulus*: bárányfelhő) fordulnak elő, amelyek általában melegfront előtt láthatók. Ezeken kívül a zivatarfelhők viszsamaradt üllőmaradványai és a repülőgépek kondenzcsíkjai is a jégkristályokból álló felhők közé sorolhatók. Jégkristályok speciális körülmények között a földfelszín közelében is megjelenhetnek. Ehhez arra van szükség, hogy a talaj közelében egy hidegebb és a felette található melegebb légréteg keveredhessen. Így a melegebb légrétegből vízpára juthat a hidegebbe, amely megfagyva apró jégkristályok kialakulását eredményezi. Ezt a jelenséget gyémántpornak nevezik. Mivel fagyponthoz közelében a vízcseppek még megmaradhatnak folyékony (túlhűlt) állapotban, a kifagyáshoz a levegőben található jégképző magvak

1. ábra. A halók kialakulásában szerepet játszó jégkristályok és azok esés közbeni lehetséges orientációja. A bal oldali lapkristály egyensúlyi helyzetben a vízszinteshez közel párhuzamosan lebeg. A középső oszlopkristály már többféle térbeli helyzetet vehet fel, hiszen függőleges és vízszintes tengely körüli forgása egyaránt lehetséges. A fő jellemzője azonban, hogy vízszintes tengelye a horizonttal közel párhuzamos. A jobb oldali gúlakristály esés közben szinte bármilyen irányulást fölvehet. A lehetséges orientációk miatt a rajta áthaladó fény útja is sokféle lehet, így e kristálytípus a halók egy különleges csoportjának kialakításáért felelős.





2. ábra. Néhány halójelenség kialakulásához szükséges jégkristály a rajta áthaladó fény útjával [8]. a) felső érintő ív, b) zenit körüli ív, c) bal oldali melléknapp, d) 120°-os melléknapp, e) alnap, f) parhélius kör.

menyiségének függvényében $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$ – $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra van szükség. Minél kevesebb jégképző mag található a levegőben, annál alacsonyabb hőmérsékleten megy végbe a folyamat [6–7]. A gyémántpor hóval borított hegységekben, illetve a sarkvidékek környékén gyakoribb, de különleges időjárási helyzetekben akár hazánkban is kialakulhat (például 2008. január 3-án Mogyoródon, 2010. február 4-én Isaszegen). E felszínközeli jégkristályokkal hóágyúk közvetlen környezetében is gyakran találkozhatunk.

Mind a magas szintű felhők, mind a gyémántpor esetében kialakulhatnak halójelenségek, amelyek erőssége a bennük lévő jégkristályok mennyiségétől és minőségétől függ. Ha kevés van e kristályokból, akkor a haló kialakulhat ugyan, de annyira halvány lesz, hogy nem észleljük. A leglátványosabb halók akkor jönnek létre, amikor a jégkristályok majdnem tökéletesen párhuzamosan állnak, azaz hossztenge lyük a vízszintessel $0,15^{\circ}$ -nál kisebb szöget zár be. Ez rendkívül ritkán, de lehetséges. A jégkristályok dőlése, billegése gyakran a $30\text{--}40^{\circ}$ -ot is elérheti, az ehhez kötődő halók tehát jóval gyakoribbak. A tapasztalatok szerint a nagyjából $0,01\text{ mm}$ -es jégkristályok esetében a fényt rövidülése miatt nem jönnek létre észlelhető halók. $0,04\text{ mm}$ -es jégkristályok mellett már kialakulhatnak halvány halójelenségek, de ahhoz, hogy a fenti tökéletesen vízszintes állás létrejöhessen, méretüknek meg kell haladnia a $0,1\text{ mm}$ -t. Az is problémát jelent azonban, ha a jégkristályok mérete ennél jóval nagyobb ($> 1\text{ mm}$). Ekkor szerkezetük aszimmetrikussá válhat, illetve lapjaik felületén apró hibák keletkezhetnek, amelyek nagyban befolyásolják a jégkristályon áthaladó fény útját. A látványos halók kialakulása szempontjából tehát nélkülözhetetlen a jégkristályok hibátlan morfológiája és a lehető legprecízebb vízszintes állása [8]. A fentiekén kívül lényeges a homogenitás is. Attól függően, hogy a jelenlévő jégkristályok egy- vagy többfélék, különböző halók alakulhatnak ki. Ha egyszerre legalább két haló figyelhető meg, akkor halókomplexumról beszélünk.

Rendszeres megfigyelések

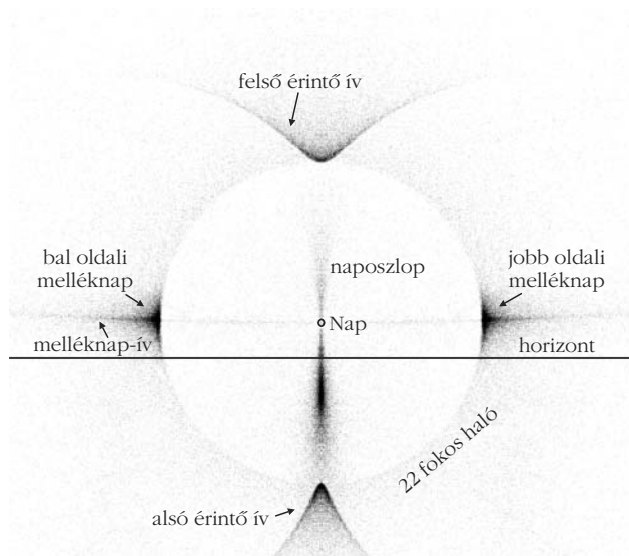
Annak ellenére, hogy a halójelenségek kialakulásához szükséges feltételek szinte bárhol fennállhatnak, aktív halómegfigyeléssel világszerte csupán néhányan foglalkoznak. Ennek oka részben abban keresendő, hogy a halók nagy része a Naphoz viszonylag közel látható, ahová az erős napfény miatt kevesen néznek. Ha azonban valamilyen tereptárgy – például egy nagyobb fa – mögé állunk, vagy a Napot valamilyen kezünk ügyébe eső tárggyal, vagy akár a kezünkkel kitakarjuk, akkor sokkal nagyobb eséllyel pillanthatjuk meg a halókat. A Nap kitakarása szemünk épsége érdekében is rendkívül fontos, hiszen az erős napfény (közvetlenül a Napba nézve) tartós szemkárosodást okozhat. Észleléseink hosszú távon történő rendszeres feljegyzése alapján a különböző helyszínekre statisztikai adatokat kaphatunk. A szerző 2007-ben 109 napon 312 , 2008-ban pedig 87 napon 248 halójelenséget figyelt meg Budapest és Mogyoród területéről. Ezen adatok alapján látható, hogy a halók jóval gyakrabban jelennek meg az égbolton, mint a szivárvány. Az egyes halójelenségek gyakoriságát külön vizsgálva észrevehető, hogy egyesek jóval gyakrabban, míg mások csak nagyon ritkán fordulnak elő. Ennek oka a kialakulásukhoz szükséges körülményekben keresendő.

Gyakori halójelenségek

Az egyik leggyakrabban előforduló jelenség a 22° -os *haló*, ami észleléseim szerint 2007-ben 84 , 2008-ban pedig 83 alkalommal tűnt fel. Ez a fényforrást – a Napot, vagy a Holdat – körülvevő 22° sugarú körív, amely véletlenszerűen elhelyezkedő hasábkristályokhoz kötődik. A fény az oldallapon bejutva úgy halad át a jégkristályon, mintha az egy 60° törőszögű prizma lenne. Így a szemközti oldallapon kilépő sugár az eredeti irányhoz képest 22° -kal térül el.

A másik leggyakoribb halójelenség a melléknapp, amely a fényforrással egy vonalban, attól közel 22° -ra helyezkedik el. 2007-ben 125 , 2008-ban 85 melléknapp volt megfigyelhető. Időnként a Nap mindkét oldalán észlelhető, de sokszor csak az egyik oldalon alakul ki. Néha pusztán kis fehér foltként látszik, de általában színes: a Naphoz közel eső része piros, a külső pedig kékes színű. Évente néhány alkalommal akár rendkívül fényesen világíthat is. Kialakulása a vízszinteshez közel párhuzamosan álló lapkristályokhoz kötődik, a fény azok oldallapjain törik meg. A melléknapp formája a napmagasságtól független, de annak növekedésével Naptól mért szögtávolsága kissé növekszik.

A melléknappok folytatásaként feltűnhet a fehér színű melléknapp-ív is. Az *érintő ívek* a 22° -os halót érintik annak alsó és felső pontján – nevük ettől függően alsó, illetve felső érintő ív. A felső érintő ív gyakrabban, míg az alsó ritkábban látható. Az érintő ívek formája nagyban függ a napmagasságtól. Alacsony napállásnál a felső érintő ív V alakot formáz, majd a napmagasság növekedésével mint egy madár-



3. ábra. Gyakori halójelenségek 5° horizonttól mért napmagasság esetén.

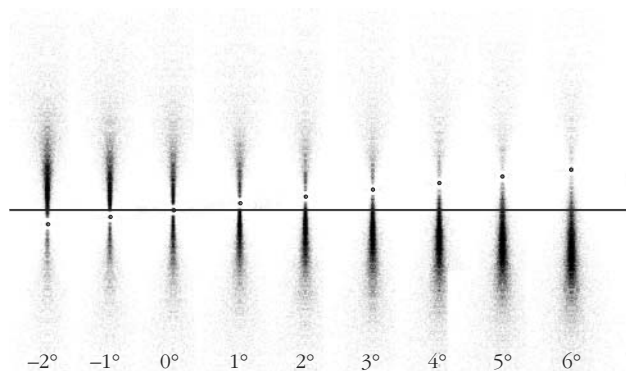
sárny kinyílik, végül pedig a két érintő ív összekapcsolódik, s ekkor már körülíró ívről, illetve körülírt halóról beszélünk.

A zenit körüli ív csak 32° napmagasság alatt figyelhető meg, s ahogyan a neve is mutatja, a zenit köré írható kör egy darabja. A napmagasság csökkenésével az ív egyre távolodik a zenittől, így mérete is egyre nagyobb lesz. Akkor a legerőteljesebb, ha a Nap 22° magasan jár (3. ábra).

A naposzlop az eddigiekkel ellentétben nem fénytörési, hanem fényvisszaverődési halójelenség (4. ábra). A jelenség gyakran halvány, látványosabb oszlopot csupán egy-kettőt láthatunk egy évben. Leggyakrabban sárga, pirosas vagy fehér színű, körülbelül 5–10° magasságig emelkedhet a napkorong felett. Ritkábban alatta is kialakulhat, vagy ennél nagyobb is lehet. Ahogy a jégkristályok dőlésének mértéke és a Nap helye változik, aszerint módosul a naposzlop mérete is. Nagyon ritkán más fényes égitestek is kialakíthatják (például Hold, Vénusz) [6, 8].

Ritka halójelenségek

Évente néhány alkalommal sokkal ritkább halójelenségeket is megfigyelhetünk, amelyek a különböző alakú és állású jégkristályok ideális helyzetéhez kötötten alakulnak ki. Ráadásul néhány jelenség – például a parhélikus kör – kiterjedése igen nagy, akár az egész égboltot átívelő. Ahhoz, hogy ezek teljesen kialakulhassanak, rendkívül sok, hasonló tulajdonságú jégkristály jelenlétére van szükség. Ebből adódóan a ritka halójelenségek többnyire halványak, kevésbé kontrasztosak és rövid ideig láthatóak. Teljes parhélikus kört például 2008. április 5-én, augusztus 25-én és szeptember 1-jén figyeltem meg, azaz a 2 év alatt összesen 3 alkalommal álltak fenn a kialakulásához szükséges feltételek a vizsgálati helyszínemen. A ritka halók megpillantásához tehát kitartás és szerencse is



4. ábra. A naposzlop helyének változása a napmagasság függvényében.

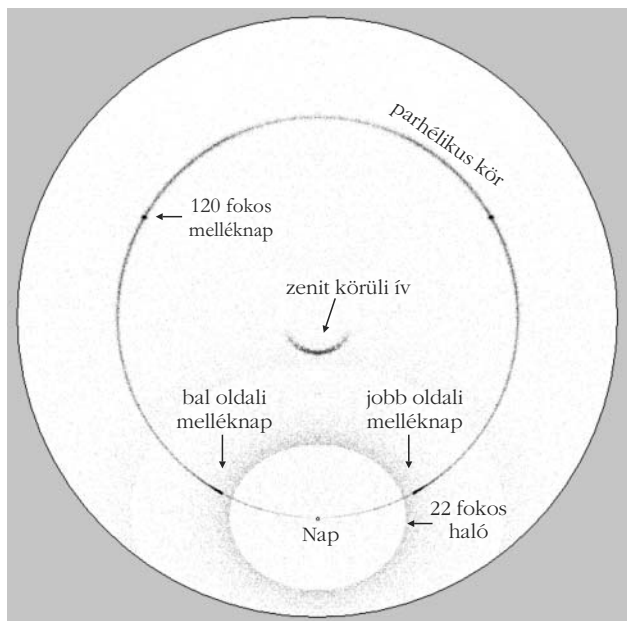
szükséges. Ezek formája és Naphoz viszonyított helyzete nagyban függ a napmagasságtól.

A felső oldalív a 22°-os haló fölött található, kialakulása csak 32° napmagasság alatt lehetséges. Az alsó oldalív alacsony napmagasság esetén a 22°-os haló két oldalán, míg magasabb napállásnál az alatt található [8]. A horizont körüli ív megjelenéséhez minimum 58° napmagasság szükséges, amely hazánkban csak május 2. és augusztus 9. között valósulhat meg. Az ív a horizonttal párhuzamos, a 22°-os haló alatt található. A 46°-os haló közel kétszer akkora távolságban helyezkedik el a Naptól, mint a 22°-os haló. A fénysugarak úgy haladnak át a jégkristályon, mintha az egy 90° törőszögű prizma lenne, így a kilépő sugár az eredeti irányhoz képest 46°-kal térül el [9]. Hasonló megjelenésük miatt a horizont körüli ív, az alsó és felső oldalív, illetve a 46°-os haló könnyen összetéveszthető. A többi látható jelenségtől a napmagasság alapján, valamint gyakorlott szem segítségével tudjuk őket megkülönböztetni [4].

A Parry-ívek William Edward Parry nevét viselik, mivel 1820. április 8-án egy látványos halókomplexum megfigyelése kapcsán ő írt le először ilyen jelenséget. Kialakulásukhoz a hasáb alakú jégkristályok hossz tengelyének, illetve alsó és felső lapjának is párhuzamosnak kell lennie a horizonttal. A Parry-ívnek több fajtája ismert, ezek Naphoz viszonyított helyzete nagyban függ a napmagasságtól.

A parhélikus kör a Naptól kiindul és oda visszatérő, horizonttal párhuzamos, fehér fényű kör, amelynek középpontja a zenit (5. ábra). Létrejöttének egyik lehetséges módja, hogy a horizonttal párhuzamosan álló lapkristályok egyik oldallapjáról visszaverődik a fény.

Amennyiben a Nap közvetlen környezetében látványos halókomplexum látható, érdemes a hátunk mögé is nézni, ugyanis ritkán a Nappal szemközi oldalon is kialakulhatnak halójelenségek (6. ábra). Ezek közül leggyakrabban a 120°-os melléknapot figyelhetjük meg, ami egy fehér színű, fényes folt a Naptól 120° távolságra, azzal egy vonalban. Akkor érdemes keresni, amikor rendkívül élénk, fényes melléknappal, illetve látványos melléknappal vagy parhélikus kör látszik, hiszen ezek kialakulásában ugyanazok a jégkristályok játszanak szerepet. Szintén a Nappal ellentétes oldalon figyelhető meg – többévente egyszer – a Wegener-ív, a Tricker-ív, az alsó napív és a diffúz ívek. Ezek a jelensé-



5. ábra. Komplex halójelenség a zenit felől nézve.

gek akkor alakulhatnak ki, amikor a hibátlan lapokkal rendelkező hasábkristályok majdnem tökéletesen párhuzamosan állnak, azaz hossz tengelyük $0,15^\circ$ -nál kisebb szöget zár be a vízszintessel.

Ahhoz, hogy e jelenségeket hazánkban is megfigyelhessük, a felettünk lévő magasszintű felhőzetnek igen nagy területen, teljes egészében megfelelő jégkristályokból kell állnia. Ez rendkívül ritkán valószínű, 2005 óta hazánkban e jelenségekről a szerző által egyetlen megfigyelés sem született. A jelenségek megfigyelése nagyobb eséllyel lehetséges azokon a területeken, ahol a jégkristályok a talaj közelében is megjelennek. Ekkor csak a megfigyelő közvetlen környezetében, tehát jóval kisebb területen szükséges a megfelelő orientációjú jégkristályok előfordulása. E halók esetében a fényt is jóval bonyolultabb, mint az eddig tárgyaltak, ugyanis kialakulásukhoz a jégkristályon belül több belső visszaverődés is szükséges. Az ellennap a Nappal szemközi oldalon, az antiszoláris pontban megfigyelhető fehér folt. Kialakulására eddig nem született egységesen elfogadott magyarázat, de valószínűsíthető, hogy nem önálló jelenség, hanem csupán a fenti ívek erősödnek fel az itteni metszéspontban [8].

Számos olyan halójelenséget is ismerünk, amelyek megpillantásának feltétele, hogy lássuk a horizont alatti területeket (7. ábra). Ez például egy repülőgépről vagy egy magas hegy csúcsáról lehetséges. Legkönnyebben az *alnapot* fedezhetjük fel, amely a Nap alatti fehér színű, fényes foltként jelentkezik. Kialakulása rendkívül egyszerű: a horizonttal közel párhuzamosan álló lapkristályok alsó vagy felső lapjáról visszaverődő fény hozza létre. A fényt egyszerűsége miatt ez az egyik leggyakoribb jelenség, csupán a megfigyelés nehézsége miatt sorolható a ritka halójelenségek közé. A horizont alatti halók közé sorolhatjuk emellett az *almelléknapot*, az *alparhélikus kört*, a 120° -os *almelléknapot*, illetve a zenit körüli ív hori-

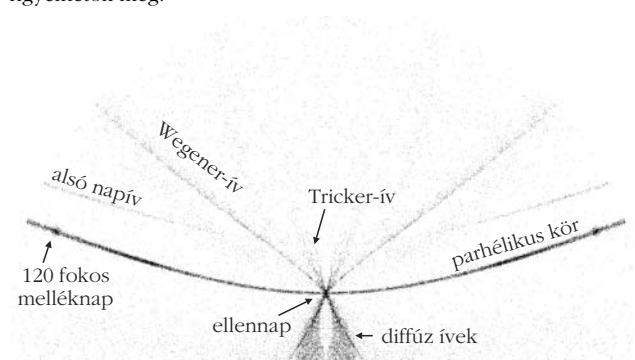
zont alatti párját: a nadír körüli ívet. Ezekről eddig csak néhány észlelés született. A 120° -os almelléknapról például 2008. december 7–8-án készült a világon az első felvétel [10].

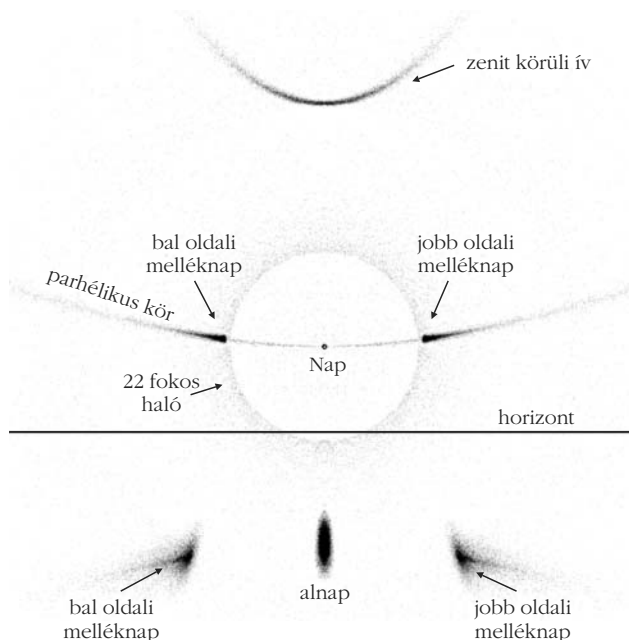
Szintén nagyon ritka jelenségek a gúla alakú kristály okozta fénytöréssel keletkező mutató halók. Amennyiben a jégkristályok elhelyezkedése véletlenszerű, akkor különböző méretű koncentrikus köröket láthatunk a fényforrás körül. Ezeknek sugara 9° , 18° , 20° , 23° , 24° és 35° . Ha a jégkristályok rendezettebbek, azaz valamelyik lapjuk párhuzamosan áll a vízszintessel, akkor hurokszerű 9° , 18° , 20° , 23° , 24° és 35° -os melléknapokat, illetve 6° , 18° , 20° , 24° és 35° -os érintő íveket is megfigyelhetünk [8]. Ezek közül a leggyakoribb jelenség a 9° és a 18° -os haló, amelyet 2007-ben 2-2 alkalommal figyeltem meg. A többi jelenséget a két év alatt nem tudtam megfigyelni.

A halók megfigyelésekor készített felvételek, a gyűjtött jégkristályok vizsgálata és az utólagos számítógépes modellezés alapján tisztázható, hogy a jelenség milyen körülmények között alakult ki. Az így megismert kristályformákat és azok lehetséges térbeli helyzetait felhasználva a HaloSim [11] programban olyan jelenségek is kirajzolódhatnak, amelyekről eddig még nem készült semmilyen megfigyelés. Akad jó néhány olyan halójelenség is, amelyet már megfigyeltek, de kialakulásukra jelenlegi ismereteink alapján nem tudunk magyarázatot adni. Ezek hátterében eddig ismeretlen formájú jégkristályokat feltételezhetünk, amelyek kialakulásához speciális körülményekre van szükség. A fentiek alapján valószínűleg léteznek olyan jelenségek is, amelyeket szimuláció alapján sem ismerünk. Így amellet, hogy látványos – talán előttünk még soha nem dokumentált – jelenségeknek lehetünk tanúi, a további megfigyelésekkel a légköri folyamatokkal kapcsolatos információinkat is bővíthetjük. Egy adott halójelenség megfigyelésekor ugyanis visszakövetkeztethetünk arra, hogy milyen jégkristály alakította ki azt, s annak keletkezéséhez pedig milyen körülményekre van szükség. Eszerint tehát a halók a magas szintű felhők állapotjelzőiként is használhatók.

Mindezt más égitestek légkörének pontosabb megismerésében is kihasználhatjuk [12–16]. Ha ismerjük a légkör összetevőit és az adott körülmények között kialakuló jégkristályok tulajdonságait, akkor kikövet-

6. ábra. A Nappal szemközi halók hazánkban többévente egyszer figyelhetők meg.





7. ábra. Az alnap és az almelléknapok horizonttól való távolsága megegyezik a napmagassággal.

keztethetjük, hogy azokhoz milyen jelenségek kötődhetnek. A Mars légkörében például szén-dioxid jégkristályok, a Szaturnusz legnagyobb holdja, a Titán légkörében pedig metán és etán jégkristályok képezhetik a halójelenségek kialakulásához szükséges fénycsórító közeget. Valamilyen ezekhez kötődő jelenség jövőbeli sikeres megörökítése esetén sok új információt szerezhetünk az adott égitest légkörében fennálló felhőfizikai és aerodinamikai hatásokról.

Irodalom

1. Cserti J.: A szivárvány fizikája: Az esőcseppek fényszórási jelenségei, I., II., III., *Fizikai Szemle* 55 (2005) 297, 349, 422.
2. Barta, A., Horváth, G., Bernáth, B., Meyer-Rochow, V. B.: Imaging polarimetry of the rainbow. *Applied Optics* 42 (2003) 399–405.
3. Geresdi I.: *Felhőfizika*. Dialóg Campus Kiadó, Budapest–Pécs, 2004, 272.
4. Farkas, A.: *Amikor megtörik a fény – Halójelenségek*. Tudományos diákköri dolgozat, ELTE TTK, Meteorológiai Tanszék, bemutatva a XXIX. Országos Tudományos Diákköri Konferencia Fizika, Földtudományok, Matematika Szekciójának Meteorológia II. tagozatában, Nyugat-magyarországi Egyetem, Természettudományi és Műszaki Kar, Szombathely, 2009. április 7–9., 56.
5. Goda Z.: Kristálykert. *Élet és Tudomány* 49 (2008) 1556–1557.
6. Greenler, R.: *Rainbows, Halos, and Glories*. Cambridge University Press, New York, 1980, 195.
7. Ohtake, T., Jayaweera, K., Sakurai, K.: Observation of Ice Crystal Formation in Lower Arctic Atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39/12 (1982) 2898–2904.
8. Tape, W.: Atmospheric Halos. *Antarctic Research Series* 64, American Geophysical Union, Washington D.C., 1994, 143.
9. Minnaert, M.: *The Nature of Light & Color in the Open Air*. Dover Publications, New York, 1954, 362.
10. Riikonen, M.: Subhorizon plate crystal halos, *Ice crystal halos*. http://www.ursa.fi/blogit/ice_crystal_halos/index.php?title=subhorizon_plate_crystal_halos
11. Cowley, L., Schroeder, M.: HaloSim 3.6., <http://atoptics.co.uk>, 2004.
12. Cowley, L., Schroeder, M.: Forecasting Martian Halos *Sky&Telescope* 12 (1999) 60–64.
13. Können, G. P.: Symmetry in halo displays and symmetry in halo-making crystals. *Applied Optics* 42/3 (2003) 318–331.
14. Können, G. P.: A halo on Mars. *Weather* 61 (2006) 171–172.
15. Farkas A., Kereszturi, Á.: Halójelenségek kialakulása, jellemzése és megfigyelése a Földön, és a Földön kívül, II. rész. *Légkör* 54/4 (2009) 24–27.
16. Farkas A.: Possible extraterrestrial halo displays – a review, *European Planetary Science Congress 2010*, Róma, 2010. szeptember 19–25.

A KÉMIAI KÖTÉS TANULMÁNYOZÁSA GÁZFÁZISÚ FOTOELEKTRON-SPEKTROSKÓPIÁVAL

Szepes László
ELTE Kémiai Intézet

Az UV fotoelektron-spektroszkópia gyűjtőnév alatt két mérési technikát takar. A röntgengerjesztéses fotoelektron-spektroszkópia (XPS) – törzselektronok ionizációja révén – általában szilárd minták felületéről, míg a vákuum UV fotoelektron-spektroszkópia (UPS) izolált atomok és molekulák vegyértékelektron-héjáról ad tájékoztatást. Az XPS az alkalmazott és alap kutatások, valamint az ipari laboratóriumok széles körében terjedt el és gyakorlati, nyereségben realizálható haszna nem kérdőjelezhető meg; gondoljunk csak a felületi bevonatokra, az elektronikai vékonyrétegekre, vagy a heterogén katalízisre. Az

A szerző ezzel a közleménnyel köszönti a 70 éves Varga Dezsőt (MTA ATOMKI), akinek meghatározó szerepe volt a cikkben szereplő ESA 32 fotoelektron-spektrométer tervezésében és kivitelezésében.

UPS ezzel szemben szinte kizárólag csak a kémiai alap kutatásban nyer alkalmazást, elterjedése szerényebb, ugyanakkor a mérés információtartalma sok esetben a kémia legalapvetőbb kérdéseinek megértéséhez visz közelebb (például elektronszerkezet-reaktivitás összefüggés).

Maga a módszer a fotoelektronok kinetikus energia analízisén alapul, amely az ionizációs energiák (IE) igen pontos meghatározását teszi lehetővé [1].

Intézetünkben közel két évtizede üzemel egy HeI és HeII sugárforrással felszerelt fotoelektron-spektrométer (ATOMKI ESA 32), amelynek tervezésénél, a jó üzemi paraméterek mellett, az egyik legfontosabb szempont volt a változatos kémiai felhasználás biztosítása [2].

A vizsgált rendszereket tekintve tanulmányoztunk stabil molekulákat, ugyanakkor a mintakezelési és

-beeresztési technikák fejlesztésével más anyagi rendszerek vizsgálatára is lehetőség nyílt. Ezek között kell megemlíteni a rövid élettartamú átmeneti termékeket (gyökök és tranziensek), valamint a gyenge kötésekkel (például hidrogénkötés, elektronhiányos többcentrumú, donor-akceptor, vagy Van der Waals-kötések) összetartott képződményeket. Gyökök gázfázisú előállítására ideális prekursorok a szerves fémvegyületek, amelyekben viszonylag gyenge fém-szén kötések mellett a szerves molekuláris rész erős szén-hidrogén és szén-szén kötései találhatók. Ennek következtében a fém-szén kötés viszonylag kis energiaköltség – például termikus gerjesztés – hatására hasítható. Ez megvalósítható például a spektrométerhez közvetlenül kapcsolódó pirolizátorban, ahol a fűtött kvarccsőből – mint mintabeeresztőből – kilépő termékek közvetlenül az ionizációs kamrába kerülve tanulmányozhatók. Ez a módszer azonban nem eredményez egységes terméket, ugyanis a prekursorok egy része változatlanul megmaradhat, továbbá a pirolízis során legtöbbször termékelegy keletkezik. Így például az elsődlegesen felvett fotoelektron-spektrum az összes részecske spektrumának szuperpozíciója, amelyből a kívánt színképhez kivonással jutunk.

Gyengébb kötésekkel összetartott, nagy belső energiájú molekulakomplexek vákuumban igen rövid idő alatt elbomlanak. Ilyen rendszerek vizsgálatát a szuperszonikus fúvóka („supersonic jet”) alkalmazása teszi lehetővé. Ez a technika a minta nagy nyomásról (1–10 bar) kis átmérőjű (50–500 μm) lyukon (vagy vékony, hosszúkás résen) keresztül nagyvákuumba történő adiabatikus kiterjesztésén alapul. A kiterjesztés eredményképpen a mintatérbe kerülő molekulák – Boltzmann-eloszlásból számolható – translációs hőmérséklete 1 K, rezgési hőmérséklete 10 K, míg forgási hőmérséklete 100 K nagyságrendű. A hűtés hatékonyságát a mintához nagy arányban kevert vívógázzal (általában He, Ne vagy Ar) lehet növelni. A kis hőmérsékletnek köszönhetően – a kiterjesztés során képződő – kis kötési energiájú, másodrendű kötésekkel összetartott molekulakomplexek vizsgálata is lehetővé válik. A technika további előnye az, hogy a molekulák ionizációja így nem a szobahőmérsékleten betöltött állapotok sokaságáról, hanem egy jól meghatározott alapállapotról történik, következésképp az így felvett színeképek felbontása jobb, mint a hagyományos mintabeeresztés esetén. Ugyanakkor vákuumtechnikailag gondot jelent a nagy anyagbeáramlási sebesség, amit a fúvóka – és a spektrométer vagy csak az adatgyűjtés – impulzusüzemű használatával lehet megkerülni.

A következőkben stabil, és olyan egzotikus anyagi rendszerek vizsgálatáról számolunk be, amelyek a fentebb említett speciális mintabeeresztők használata révén állíthatók elő és tanulmányozhatók. Áttekintésünkben helyet kapnak olyan modellvegyületek is, amelyek előállítása rendkívül igényes preparatív eljárásokon alapul és reaktív molekulák ligandumként történő stabilizálására szolgálnak példát.

Ligandum-fém kölcsönhatás

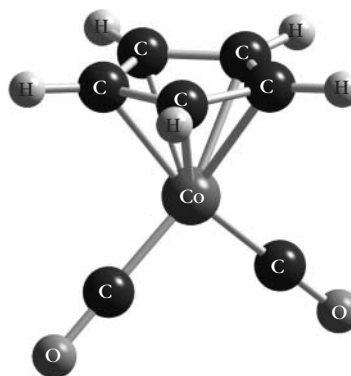
Fémorganikus katalizátorok, illetve a legfontosabb szerkezeti jellegzetességeiket mutató modellvegyületek szisztematikus fotoelektron-spektroszkópiás tanulmányozása elősegítheti a katalitikus folyamatokban lényeges szerepet játszó elektronszerkezeti tényezők megértését, valamint konkrét kötése erősségi adatok birtokában hatékonyabb katalizátorok előállítását. Csoportunk egyes átmenetifém-karbonilvegyületek UPS vizsgálatával is foglalkozott, ugyanis a katalitikusan aktív fémorganikus vegyületek nagyon gyakran tartalmaznak karbonil-ligandumot (CO). A központi fém és a karbonilcsoport közötti kötés általában kellően erős ahhoz, hogy a vegyület stabil legyen, ám a katalitikus folyamatok bevezető lépéseként a szénmonoxid könnyen elhagyja a komplexet, ami által a fém koordinációs telítetlenné válik, és így képes a katalizált folyamatban szerepet játszó reaktáns molekula asszociációjára. A fém és a karbonil közötti kötés erősségét a többi ligandum elektronos és szterikus hatása befolyásolja, így ezek szisztematikus változtatásával olyan vegyületsorokat állíthatunk elő, amelyeknek fotoelektron-spektroszkópiás mérésével a fém-karbonil kötés természete vizsgálható.

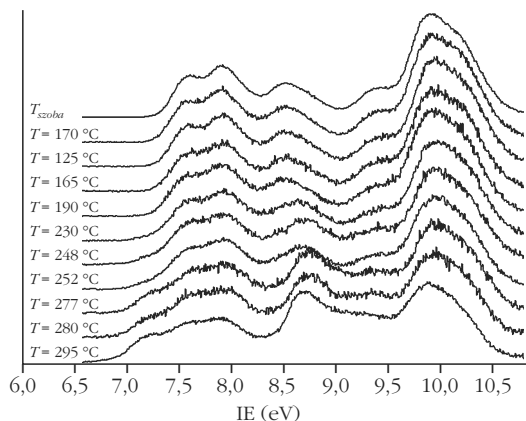
Az alábbiakban ezek közül mutatunk be néhány érdekesebb vizsgálati eredményt.

Ciklopentadienil-kobalt-dikarbonil – Pirolízis UPS [3]

A címben szereplő $(\text{C}_5\text{H}_5)\text{Co}(\text{CO})_2$ vegyület (1. ábra) széles körben használatos mind katalizátorként, mind pedig kémiai gőzleválasztás (CVD) prekursoraként. Mindkét esetben az egyik elemi lépés a karbonilcsoport távozása a komplexből, így tehát a fém-karbonil kötés energetikája és természete komoly érdeklődésre tarthat számot. Független vizsgálatokkal (fotoelektron-fotoion koincidencia, PEPICO) az ionban sikerült meghatározni a kötési energiát. Ha elő lehet állítani a (nem stabil) CpCoCO 16-elektronos komplexet, akkor annak fotoelektron-spektrumából – a PEPICO mérés eredményével együtt – a semleges $\text{CpCo}(\text{CO})_2$ komplex Co–CO kötési energiája is megkapható (Cp: ciklo-

1. ábra. A ciklopentadienil-kobalt-dikarbonil.





2. ábra. Új sávok megjelenése a CpCo(CO)_2 HeI pirolízis fotoelektron-spektrumában szobahőmérséklet és 295 °C között.

pentadienát-anion). A fotoelektron-spektrométerhez kapcsolódó pirolizátor segítségével hőmérsékletfüggő spektrumokat vettünk fel. Ennek során 250 °C felett megfigyelhető volt a szén-monoxid jellegzetesen éles $1^3\Sigma^+$ sávja, miközben a kisenergiájú tartományban új sávok jelentek meg a CpCo(CO)_2 szülő-molekula sávjai mellett (2. ábra). Szerencsére (és nem meglepő módon) a 16 elektronos CpCoCO fragmens ionizációs energiája kisebb, mint a rendkívül stabil szülő-molekuláé, tehát az első ionizációs energia viszonylag pontosan megállapítható volt. Ennek az adatnak a felhasználásával a CpCo(CO)_2 molekula Co–CO kötés energiájára $1,91 \pm 0,05$ eV adódott.

A $\text{Co(CO)}_3\text{NO}$ és foszfán-szubsztituált származékai [4]

Fotoelektron-spektroszkópiával vizsgáltuk a trikarbonil-nitrozil-kobaltot, valamint foszfán-, illetve foszfit-származékait ($\text{PR}_3\text{Co(CO)}_2\text{NO}$; R = Me, Et, Pr, Bu, OMe, Ph, Cy), mint katalizátor modellvegyületeket. Az alapvegyület és származékainak HeI és HeII spektrumából a foszfánligandumok elektrondonor, illetve -akceptor szerepéről nyertünk információt.

A spektrum legkisebb energiájú tartományában jelentkező sávok relatív intenzitása a HeII fotonenergiára váltva növekszik, ami alapján ezek az erősen d -karakterű $\text{Co}_d\text{--CO}_\pi$ viszontkoordinációs pályákhoz rendelhetők. A foszfán-, illetve foszfitligandumot tartalmazó komplexek spektrumában 10 és 13 eV között megjelenő csúcsok relatív intenzitásának csökkenése a HeII spektrumokban pedig azt a feltételezést erősíti, hogy ezek a sávok elsősorban a $\text{Co}_d\text{--P}_{\text{ip}}$, illetve a ligandumon lokalizált P–C kötésként leírható pályákhoz tartoznak (P_{ip} : foszfor magános elektronpár).

A spektrumokból kitűnik, hogy foszfán-szubsztitúció hatására a $\text{Co}_d\text{--CO}_\pi$ viszontkoordinációs pályák több, mint 1–1,5 eV-tal destabilizálódnak. Ez a foszfánligandumok jó elektrondonor tulajdonságával magyarázható. A destabilizáció mértéke az alkállanc méretével és így térigényével együtt növekszik. Az oxigénatomot tartalmazó P(OMe)_3 komplexének első ionizációs energiája csak mintegy 0,6 eV-tal kisebb az

alapvegyület ionizációs energiájánál, azaz nagy elektronegativitású atommal a foszfánligandum elektrondonor képessége csökkenthető, miközben térigénye közel változatlan.

Szénmonoxid-analóg, nem stabil molekulák mint ligandumok: kalkokarbonil komplexek

A szén-monoxiddal ellentétben, amely rendkívül stabil molekula, a CS és a CSe önmagában nem stabil. Stabilizálható azonban fémorganikus komplexekben, ahol a karbonilhoz hasonlóan viselkedik, a pontos elektron-szerkezeti és különösen az energetikai adatok azonban hiányosak. Valójában arra sincs egyértelmű válasz, hogy a fém-kalkokarbonil kötés energiája hogyan viszonyul a fém-karbonil kötés energiához; erre vonatkozóan csak közvetett adatok vannak az irodalomban. Előszörként az önmagában már vizsgált CpMn(CO)_3 egyszerűen szubsztituált tio- és szelenokarbonil származékát állítottuk elő, majd elektronszerkezetüket fotoelektron-spektroszkópiával vizsgáltuk.

Az így nyert eredményekből megállapíthatjuk, hogy a kalkokarbonil ligandumok π -akceptor szempontból a CO-ot jól helyettesítik, a szubsztitúció hatására a $\text{Mn}_d\text{--CX}_\pi$ pályák nem destabilizálódnak és nem is stabilizálódnak. Bebizonyosodott, hogy a karbonil ligandummal szemben a tiokarbonil és szelenokarbonil π -donor ligandumnak is mondható. Míg a CO π -pályája a komplexben is a ligandumon lokalizálva található, addig a CS és CSe π -pályájának átfedése a központi fématom pályáival nem hanyagolható el. A CO, CS, CSe sorban a σ -donor jelleg némileg erősödik, mivel szubsztitúció hatására a $\text{Mn}_d\text{--CX}_\sigma$ pályák destabilizálódnak.

Fémorganikus asszociátumok és szervetlen molekulák intermolekuláris komplexei

A fotoelektron-spektroszkópia legnagyobb érdeklődésre számot tartó területei közé tartozik a fémek, kovalens vagy ionos klaszterek ionizációs energiáinak és elektronszerkezetének, valamint az erősebb másodlagos kötéssel összetartott (például Lewis-típusú vagy erős hidrogénkötésű) molekulakomplexek tanulmányozása [5]. Ennek keretében foglalkoztunk olyan elektronhiányos fémorganikus rendszerekkel, amelyek elpárologtatásakor – nem túl magas hőmérsékleten – asszociátumok, klaszterek spontán képződnek, így nem igényelnek speciális mintabeeresztési technikát (például szuperszonikus fúvóka, vagy lézeres elpárologtatás). Ezek a rendszerek az alkállitiumok (EtLi, n-PrLi, i-PrLi, n-BuLi, s-BuLi, i-BuLi, t-BuLi) [6], valamint a trialkilalumíniumok (AlMe_3 , AlEt_3), illetve a dialkilánok (AlMe_2H , AlEt_2H) [7].

Vizsgáltuk az asszociációs fok, valamint a szubsztituensek elektronküldő tulajdonságának hatását az ionizációs energiákra, továbbá a dialkilán és a trialkilalumínium vegyületek esetében a színeképek hő-

mérsékletfüggését. A színeképek értelmezésének érdekében Hartree–Fock/Koopmans [8], OVGF (Outer Valence Green's Function) [9] és EOM-CCSD (equation-of-motion coupled cluster) [10, 11] kvantumkémiai számításokat hajtottunk végre. A mérési és a számítási eredmények alapján a következő fontosabb megállapításokat tettük.

i) Az első ionizációs energia az alkállítium klaszterekhez hasonlóan a trialkilalumínium és a dialkilalán vegyületek esetében is csak kis mértékben függ az asszociáció mértékétől. Az általunk vizsgált esetekben az első ionizációs energia változása az asszociációs fokkal nem haladta meg a 0,1–0,2 eV-ot.

ii) Ezzel szemben mind az alkállítium klaszterek, mind a trialkilalumínium és a dialkilalán vegyületek fotoelektron-színeképében észleltünk olyan sávokat, amelyek az asszociációs fokra jellemzőek.

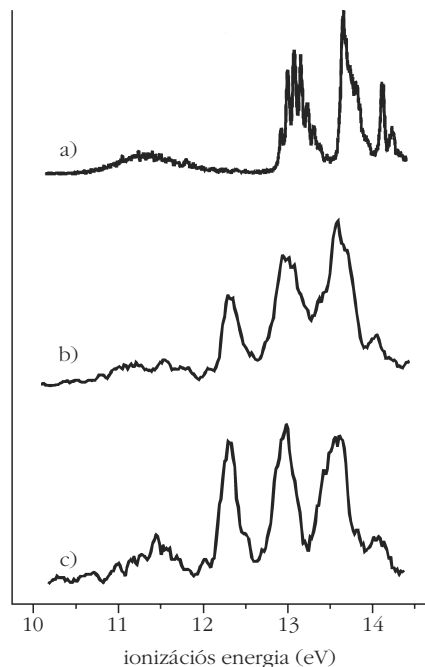
iii) Ezek a sávok, illetve a relatív ionizációs energiák már az alacsony elméleti szintet képviselő Hartree–Fock/Koopmans közelítéssel is előre jelezhetőek voltak, míg a pontosabb OVGF és EOM-CCSD módszerekkel történt számítások az ionizációs energiák abszolút értékét is jól becsülték. 6-31G** bázist használva az utóbbi módszerek átlagos hibája 0,2 eV körül van, csak kivételes esetben haladja meg a 0,4 eV-ot.

iv) A trimetilalumínium monomer és dimer első ionizációs energiájának különbségére sűrűségfunkcionál módszerek segítségével nyert, az irodalomból elérhető becslés viszont jelentősen eltér az általunk kísérletileg meghatározott értéktől. Ez az eltérés a sűrűségfunkcionál módszerek gyenge teljesítőképességét sugallja gyengén összetartott klaszterek relatív ionizációs energiáinak becslésére.

v) Az asszociációs fokkal ellentétben – és a várakozásoknak megfelelően – az alkilszubsztituens jelentős befolyással van az első ionizációs energiára.

vi) Mind az alkállítium klaszterek, mind a trialkilalumínium és a dialkilalán vegyületek esetében széles sávokat észleltünk a fotoelektron-színeképekben. A széles sávok a vegyületek ionizációjakor bekövetkező nagymértékű geometriaváltozással magyarázhatók. A nagymértékű geometriaváltozás pedig a semleges és az ionos molekula kötésereősségeinek különbségére, valamint szimmetrikus klaszterek esetében a molekula Jahn–Teller-torzulására vezethető vissza.

Molekulakomplexek tanulmányozására fotoelektron-spektrométerünkhöz impulzus üzemi szuperszonikus fúvókás mintabeeresztő-rendszert alakítottunk ki egy Bosch típusú porlasztóból, amelyet házi építésű (ATOMKI) elektronika vezérel. A szuperszonikus fúvókához tartozik egy pozícionáló, valamint egy gázelőkeverő rendszer gázminták, és egy buborékoltató illékony folyadékminták vizsgálatához. A meglévő rendszer mellett egy General Valve típusú fúvóka üzembe állítása is folyamatban van, amelyet kevésbé illékony folyadékok és szilárd minták beeresztésére is alkalmassá szándékozunk tenni. Ebben az összefoglalóban a gyenge kovalens kötással összetartott N_2O_4 (azaz NO_2 dimer) [12] klaszter vizsgálatát mutatjuk be.

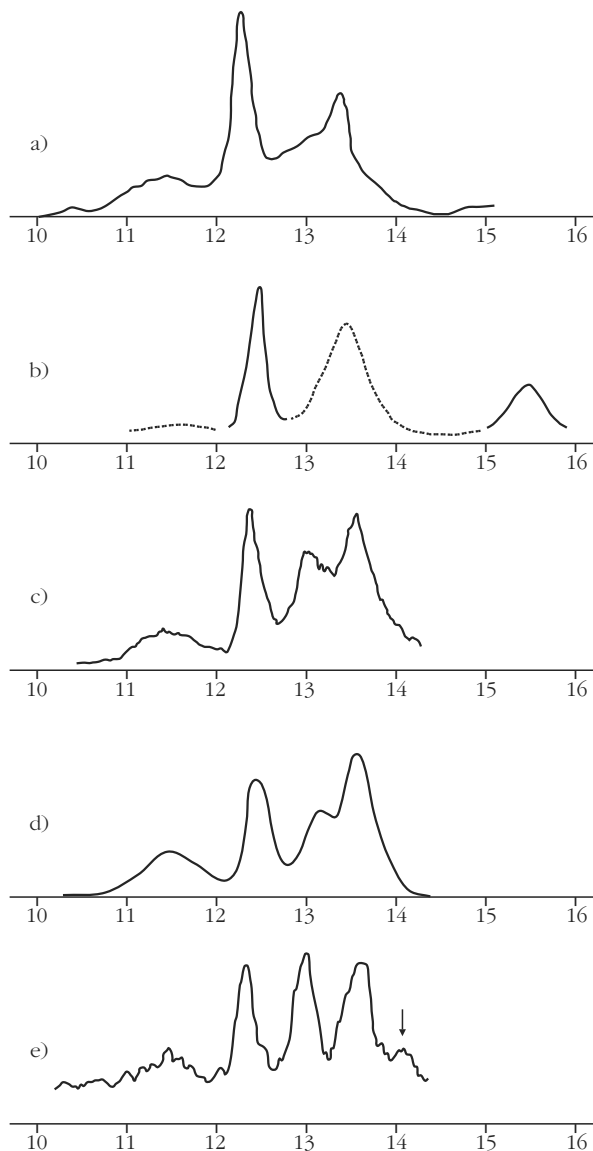


3. ábra. Az $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ rendszer fotoelektron-színekpe a) hagyományos gázcellás, b) és c) szuperszonikus fúvókás mintabeeresztést alkalmazva; a) és b) folytonos, c) kapuzott detektálással; az Ar $2\text{P}_{3/2}$ vonalára adott a) körülbelül 20 meV-os, b) és c) körülbelül 100 meV-os felbontással.

A N_2O_4 fotoelektron-színekpének felvétele hagyományos direkt mintabeeresztő rendszert alkalmazva nem lehetséges, mivel így a nagyvákuumba érkező N_2O_4 molekulák teljes mértékben NO_2 -dá bomlanak. A 70-es évek végén több csoport is felvette az N_2O_4 fotoelektron-színekpét. Ezekben a kísérletekben vagy (körülbelül $-60\text{ }^\circ\text{C}$ -ra) hűtötték a mintatartó és mintabeeresztő rendszert [13, 14], vagy – viszonylag kisebb hűtési hatásfokú – folytonos üzemmódú szuperszonikus fúvóka technikát [14–16] alkalmaztak. Ezekkel a módszerekkel az $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ keverék színekpét sikerült felvenniük, a tiszta N_2O_4 színekpét az $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ keverékről készült színekpből a tiszta NO_2 színekpének levonásával állították elő. Az itt bemutatott két színekp (3.b és 3.c ábra) nemcsak az általunk épített impulzus üzemmódú fúvókával felvett első két spektrum, de egyben az első ilyen technikával felvett N_2O_4 fotoelektron-színekp is.

A 3. ábrán látható három színekp három különböző módon készült az $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ gázkeverékről. Az elsőnél (3.a ábra) hagyományos gázcellás mintabeeresztést alkalmaztunk, az utolsó kettőnél (3.b és 3.c ábrák) pedig impulzus üzemmódú szuperszonikus fúvókatechnikát. Az utóbbi kettőnél az NO_2 -t tisztán, vivőgáz nélkül eresztettük be, közel 1 bar nyomásról.¹ A két felvétel között a különbség az, hogy míg a b) kísérletben a detektálás folytonos volt, addig a c) kísérletben a detektorjelet kapuztuk arra az időtartamra, amelyenél a fúvókából érkező molekulák koncentrációja közel azonos volt, azaz az impulzus közepére. A

¹ Megfelel az $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ rendszer szobahőmérsékletéhez tartozó tenziójának.



4. ábra. Az N_2O_4 fotoelektron-színképe: az a) Ames és Turner [15], b) Yamazaki és Kimura [13], c) Frost, McDowell és Westwood [14], d) Nomoto, Achiba, Kimura [16], valamint e) saját vizsgálatokból. 14 eV-nál nyíllal jelölve az észlelt kis intenzitású sáv.

b) és a c) színképben jól látszik az N_2O_4 -hez rendelhető sáv 12,31 eV-nál, míg az a) színképből ez teljesen hiányzik. Az is szembetűnő, hogy a c) színkép sávjai keskenyebbek, mint a b) színkép sávjai. Ez több tényezőnek is köszönhető: egyrészt annak, hogy (i) ennél a mérésnél az impulzusok elején és végén levő kevésbé „lehűlt” molekulákat kizártuk a mérésből; másrészt annak, hogy (ii) szintén nem mérünk akkor, amikor az impulzus után a szétterjedő molekulák jobban szórják az elektronokat; (iii) végül nem járul hozzá a kiszélesedéshez az impulzus üzemmód miatt fellépő periodikus nyomásingadozás sem. (A b) és c) színkép sávjainak intenzitása közötti kis különbség a színkép felvételekor bekövetkezett kis mértékű – nem periodikus – nyomásingadozás következménye.)

Az általunk felvett színképet az irodalomból ismert más – az $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ keverék színképéből az NO_2 színkép levonásával készült – színképekkel összevetve

(4. ábra) látható, hogy az általunk felvett színkép tisztán, de legalábbis nagy arányban N_2O_4 -et tartalmaz. Az NO_2 esetleg a színkép 13,0 eV és 13,5 eV-nál látható sávjaihoz járulhat hozzá, és egyelőre bizonytalan, hogy a 14,0 eV-nál (a 4.e ábrán nyíllal jelölve) észlelt sáv valójában az NO_2 felbontatlan² sávja-e, vagy az N_2O_4 eddig nem észlelt kis intenzitású sávja.

Rövid élettartamú, reaktív speciesek: a trimetil-szilil-gyök keltése és ionizációs energiája [17]

A központi szilíciumatomot tartalmazó gyökök fontos szerepet játszanak – többek között – a szerves szintézisekben, a polimerkémiai és az anyagtudományban. Köztük is kulcsfontosságú közttermék a trimetil-szilil-gyök (Me_3Si), amelynek ionizációs energiája igen fontos termokémiai adat. A bis(trimetil-szilil)-higany az Me_3Si -gyök ideális prekursorának ígérkezett a higany-szilícium kötés erős kovalens karaktere és kis disszociációs energiája miatt. A termolízist a fotoelektron-spektrométerhez közvetlenül kapcsolódó kvarccsőben végeztük gázfázisban. 750 °C-on a molekula teljes mértékben szétesett Hg-atomra és Me_3Si -gyökre, amelyek közvetlenül a fotoelektron-spektrométer ionizációs cellájába jutottak. A termékelegy spektrumából a trimetil-szilil-gyök első ionizációs energiája egyértelműen meghatározható volt, értéke 7,32 eV. Az eljárás jelentőségét az adja, hogy az ionizációs energiát közvetlen úton határoztuk meg, megerősítve ezáltal a közvetett tömegspektrometriás mérések és a kvantumkémiai számítások eredményeit.

Összefoglalás

A közleményben a gázfázisú UV fotoelektron-spektroszkópia (UPS) kémiai alkalmazásait mutattuk be elsősorban szerves fémvegyületek példáján. A tárgyalás során helyet kapott az átmenetifém-ligandum kölcsönhatás energetikai és elektronos vonatkozásainak, a szerves lítium- és alumíniumszármazékok aszociátumainak, valamint rövid élettartamú, reaktív speciesek elektronszerkezeti tanulmányozásának bemutatása.

Irodalom

1. Rabalais J. W.: *Principles of Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy*. John Wiley & Sons, New York, 1977.
2. Csákvári B., Nagy A., Zánathy L., Szepes L.: Változatos kémiai felhasználású VUV fotoelektron-spektrométer (ATOMKI ESA 32). *Magy. Kém. Foly.* 98 (1992) 415.
3. Sztáray B., Szepes L., Baer T.: Neutral Cobalt-Carbonyl Bond Energy by Combined Threshold Photoelectron Photoion Coincidence and He(I) Photoelectron Spectroscopy. *J. Phys. Chem. A* 107 (2003) 9486.
4. Gengeliczki Zs., Bodi A., Sztáray B.: Effect of Phosphine Substitution on the Electronic Structure of Cobalt Tricarbonyl Nitrosyl. *J. Phys. Chem. A*, 108, 2004, 9957

² A szuperszonikus fúvókával végzett kísérleteknél a jobb jel/zaj viszony érdekében viszonylag kis műszerfelbontással dolgoztunk.

5. Ng C. Y. (ed.): *Vacuum Ultraviolet Photoionization and Photodissociation of Molecules and Clusters*. World Scientific, 1991.
6. Tarczay G., Vass G., Magyarfalvi G., Szepes L.: He(I) Photoelectron spectroscopy and electronic structure of alkylaluminum clusters. *Organometallics* 19(2000) 3925.
7. Vass G., Tarczay G., Magyarfalvi G., Bodi A., Szepes L.: HeI Photoelectron Spectroscopy of Trialkylaluminum and Dialkylaluminum Hydride Compounds and Their Oligomers. *Organometallics* 21(2002) 2751.
8. Koopmans T.: Ordering of Wave Functions and Eigenvalues to the Individual Electrons of an Atom. *Physica* 1(1934) 104.
9. Ortiz J. V.: Electron-Binding Energies of Anionic Alkali-Metal Atoms from Partial 4th-Order Electron Propagator Theory Calculations. *J. Chem. Phys.* 89(1988) 6348.
10. Nooijen M., Snijders J. G.: Coupled Cluster Approach to the Single-Particle Green-Function. *Int. J. Quantum Chem.* S26(1992) 55.
11. Stanton J. F., Gauss J.: Analytic Energy Derivatives for Ionized States Described by the Equation-of-Motion Coupled-Cluster Method. *J. Chem. Phys.* 101(1994) 8938.
12. Tarczay G.: *PbD értekezés*. ELTE TTK, 2001.
13. Yamazaki T., Kimura K.: HeI Photoelectron-Spectrum of Dinitrogen Tetraoxide (N_2O_4). *Chem. Phys. Lett.* 43(1976) 502.
14. Frost D. C., McDowell C. A., Westwood N. P. C.: Photoelectron-Spectrum of Dinitrogen Tetroxide. *J. Electron Spectrosc.* 10(1977) 293.
15. Ames D. L., Turner W. D.: Photoelectron Spectroscopic Studies of Dinitrogen tetroxide and Dinitrogen Pentoxide. *Proc. Roy. Soc. Lond. A.* 348(1976) 175.
16. Nomoto K., Achiba Y., Kimura K.: He-II (304-A) Photoelectron-Spectrum of N_2O_4 . *Chem. Phys. Lett.* 63(1979) 277.
17. Károlyi B. I., Szepes L., Vass G.: Investigation of $Hg(SiMe_3)_2$ and Me_3Si radical by photoelectron spectroscopy and theoretical methods. *J. Organomet. Chem.* 695(2010) 1609.

PUSKIN UTCAI KVARKOK – II.

Patkós András
ELTE, Atomfizikai Tanszék

Az 1974-es novemberi forradalom és a bájos kvarkok „atomfizikája”

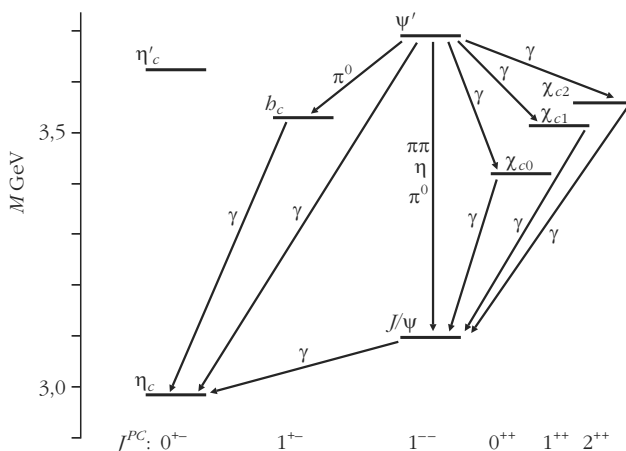
A konsztituens kvarkok végső áttörését a nehéz kvarkok felfedezése hozta meg. A J/ψ 3,096 GeV/ c^2 tömegű, igen keskeny szélességű ($\Gamma = 93$ keV/ c^2) rezonancia felfedezését két független kísérleti elrendezés méréseire alapozva 1974. november 11-én jelentették be. A hosszú élettartam értelmezésére természetesen kínálkozott Zweig egykori gondolatmenetének megismétlése, azaz egy újfajta kvark-antikvark párból álló szerkezet feltételezése. A bájos c kvark és antikvarkja kötött állapotainak 1976 végére felfedezett sorozata a kvarkok létezését ugyanúgy alátámasztotta, amint az atomi spektroszkópia szolgál az atomok összetett szerkezetének legfontosabb bizonyítékául.

A proton-proton ütközésben keltett e^+e^- pár invariáns tömegében megjelenő rezonanciacsúcs, amelyet S. Ting csoportja talált Brookhavenben, egyben magyarázatot adott a korábban $\mu^+\mu^-$ pár megfigyelésével kapott „váll” kialakulására, amit az ismert kvarkokra épülő partonmodell, immár érthető módon, nem tudott kielégítően megmagyarázni. Ez a technika azonban finomabb vizsgálatra nem volt alkalmas. Az igazi áttörést a stanfordi SPEAR elektron-pozitron tárológyűrűben bekövetkező szétsugárzási folyamatban felfedezett első rezonancia feletti tartomány finom lépésekben végrehajtott „letapogatása” hozta, amelyet az 1976-os Nobel-díj másik jutalmazottja, B. Richter vezetett. Az annihilációban kialakuló instabil elektromágneses térből életrekelt 1^{--} spin-paritású (J^{PC}) hadronállapotoknak és az azokból foton kisugárzásával létrejövő további, pozitív paritásúaknak az 1. ábrán bemutatott spektroszkópiai vonalrendszere világos párhuzamot mutat az atomfizikai leírással jól modellezhető pozitroniumspektrummal. A spektrum elméleti értelmezése során bekövetkezett az a kivételes

helyzet, amikor a nem-relativisztikus Schrödinger-egyenlet megoldásából származó, szinte egyetemi gyakorlati szintű spektrumszámolásokat a *Physical Review Letters* azonnal elfogadta közlésre.

A nagyjából 1,6 GeV/ c^2 tömegű összetevők között ható Coulomb-szerű potenciál mellé (amelyben az összetevők elektromos töltése helyére azzal analóg erős „töltést” írtak a szerzők) a kvarkok kiszabadulását megakadályozó, a távolsággal lineárisan növekvő potenciális energiát eredményező tagot és a kettőt összesítő állandót adtak. E három paraméter illesztésével végrehajtott számítások nemcsak reprodukálták a felfedezett „charmónium” állapotokat, de további rezonanciáik tulajdonságait, valamint a rezonáns szintek közötti elektromágneses átmenetek erősségét is részletesen előrejelezték. Nagyon fontos körülménynek bizonyult, hogy a növekvő tömeggel a kötött állapotok mérete egyre kisebb. Ennek megfelelően az erős „töltés” vagy más szóval erős csatolási állandó értékét a tömeg növekedésével meghatározott

1. ábra. A charmóniumspektrum (J : spin, P : paritás, C : töltéstükrözési paritás).



1. táblázat				
J^C	M [2] (MeV)	M (exp.) (MeV)	Γ_{ee} [2] (keV)	Γ_{ee} (exp.) (keV)
$0^{-+} \eta_c(1S)$	3041	2980		
$1^{--} \psi(1S)$	3095	3096	5,2	5,55
$0^{++} \chi_{c0}(1P)$	3425	3414		
$1^{++} \chi_{c1}(1P)$	3466	3510		
$1^{+-} h_c(1P)$	3482	3525		
$2^{++} \chi_{c2}(1P)$	3503	3556		
$0^{+} \eta_c(2S)$	3635	3637		
$1^{--} \psi(2S)$	3680(?)	3686	3,1	2,36
$\psi(3770)$	3680(?)	3770		0,26
$\psi(4040)$	4111(?)	4039	2,7(?)	0,86
$\psi(4160)$	4111(?)	4153	2,7(?)	0,83
$\psi(4415)$	4471	4421	1,7	0,58

módon csökkenőnek választották, amint azt az 1973-ban felfedezett *aszimptotikus szabadság* tulajdonsága megköveteli. Ezzel a Zweig-szabály „szuper Zweig-szabállyá” alakult, hiszen nehéz kvarkokból álló hadronok esetében nemcsak a gluonok minimálisan szükséges száma (a perturbációs számítás rendje), hanem a gluonok csatolásának gyengülése is csökkenti a bomlás valószínűségét.

A spektrumszámolások robbanásszerűen kifejlődő aktivitásába kapcsolódott be *Kunszt Zoltán*, aki külföldi szerzőtársaival a bájoskvark-spektroszkópia nagyhatású cikkeinek sorát írta meg 1975–77 között [1, 2]. Legnagyobb hivatkozottságú közleményükben [2] – amelynek idézettsége kétszáz fölött van – a könnyű és nehéz mezonok teljes spektroszkópiájának, valamint annihilációs, azaz elektron-pozitron párba történő szétsugárzási szélességeiknek kiszámítására vállalkoztak egyetlen egységes parametrizációjú konsztituens kvarkmodell keretei között. A nem-relativisztikus kvarkmodell használata kritizálható a könnyű mezonok esetében, ám a szerzők célja éppen az volt, hogy ezen számításoknak a nehéz összetevős mezonokkal való szembesítését érvként használhassák a modell utóbbiakra való alkalmazhatósága mellett.

A Harvard és az MIT fizikusai által az első publikációkban használt kvarkok közötti potenciál sikeres vonásait – azaz a kvarkokat bezáró potenciál függetlenségét a kvarkok fajtájától (ízétől) és spinjétől, valamint a Coulomb-jellegű rövidtávú erős potenciált – Kunszt és munkatársai a jellemző paraméterértékekkel együtt átvették. Ezt kiegészítették a konsztituens (anti)kvarkok tömegének összegével és relatív mozgásuk kinetikus energiájával, továbbá a kölcsönhatás spinfüggését a Dirac-egyenletről származtatott, az atomfizikából jól ismert Breit–Fermi-potenciállal. A kinetikus részben a nem-relativisztikus mozgási energia mellett figyelembe vették annak első relativisztikus (úgynevezett Darwin) korrekcióját. Az atomfizikai minta követését jól illusztrálja, hogy spinfüggő potenciál levezetését illetően cikkük lábjegyzete „a relati-

visztikus kvantummechanika bármelyik standard tankönyvéhez” utalja az olvasót:

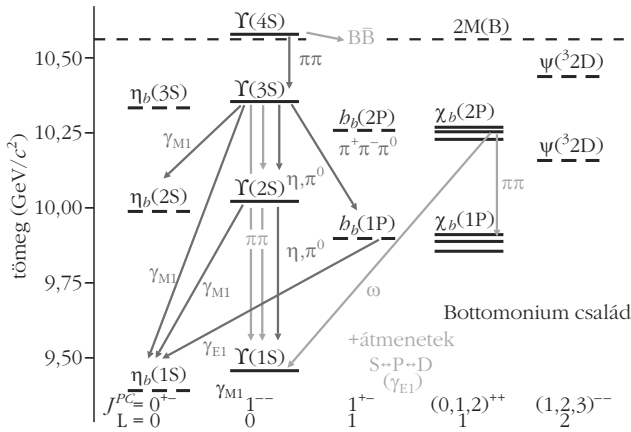
$$\begin{aligned}
H_{\text{charmonium}} &= \boldsymbol{\sigma} \mathbf{r} - V_0 - \frac{4}{3} \frac{\alpha_{\text{strong}}}{r} + m_1 + m_2 + \frac{1}{2m_{\text{red}}} p^2 - \\
&\quad - \left(\frac{1}{m_1^3} + \frac{1}{m_2^3} \right) (p^2)^2 - \frac{4}{3} \alpha_{\text{strong}} S_{\text{Breit-Fermi}} \\
S_{\text{Breit-Fermi}} &= V_B + V_{SS} + V_{SO} + V_T \\
V_B &= \frac{1}{2 m_1 m_2 r} \left(p^2 + \frac{(r p)^2}{r^2} \right), \\
V_{SS} &= -\frac{\pi}{2} \delta^3(r) \left(\frac{1}{m_1^2} + \frac{1}{m_2^2} + \frac{S_1 S_2}{2 m_1 m_2} \right), \\
V_{SO} &= \frac{1}{m_1 m_2 r^3} S L + \frac{1}{2 r^3} \left(\frac{1}{m_1^2} S_1 + \frac{1}{m_2^2} S_2 \right) L, \\
V_T &= \frac{3}{2 m_1 m_2 r^3} \left(\frac{(S r)(S r)}{r^2} - \frac{1}{3} S^2 \right), \\
S &= S_1 + S_2.
\end{aligned}$$

A spinfüggő és relativisztikus korrekciók elhagyásával nyert Schrödinger-hullámfüggvényt megszorozták a spinállapot vektorával, és ezzel a hullámfüggvénnyel a perturbációs számítás első rendjében számolták ki a spinfüggő és a relativisztikus energiajárulékot.

A relativisztikus kinetikus korrekciók nagysága a nehézkvarkos kötött állapotok esetében a nem-relativisztikus mozgási energia tizedének adódott. A könnyű összetevőket is tartalmazó állapotokban hányadosuk egységnyi (vagy még nagyobb) volt, ami mutatta a perturbációs számítás alkalmatlanságát ez utóbbiakra. A cikkben közölt táblázatból azokat a tömegértékeket és (a fotonhoz csatolódó rezonanciákra számolható) leptonikus szélességeket idézi fel az 1. táblázat, amelyekre a nem-relativisztikus számolás a fenti teszt alapján önkonzisztensnek bizonyult. A cikk megjelenésekor mindössze a virtuális fotonhoz csatolódó három ψ -állapot volt ismert. Látható, hogy a szisztematikusnak mondható eltérések, továbbá a magasabb rezonanciák közül kettőnek nem egyértelmű hozzárendelése ellenére a leírás a mai tömegadatokat egyikére sem pontatlanabb 5%-nál. A paramétereknek az elmúlt 35 évben elvégzett mérésekhez történő hangolásával talán még javítani is lehetne az egyezésem.

A charmónium-rendszert 1977-ben az üpszilon-család felfedezése követte a 9,5 és 10 GeV/ c^2 közötti tömegtartományban. Érdekesség, hogy felfedezésének tényét 1977. július 8-án Budapesten, az Európai Fizikai Társaság Nagyenergiás Fizikai Konferenciáján jelentette be *Leon Lederman* (2. ábra).

Így a konsztituens kvarkok kutatói kevesebb, mint fél évtized alatt két „hidrogénatomot” is kaptak, amelyek szintrendszerével és bomlási erősségeivel a részecskefizikusok sokszorosán ellenőrizhették a kötött kvarkállapotokra vonatkozó elképzeléseiket. A konsztituens



2. ábra. A üpszilon spektrum jóslott vonalai a között észlelhető elektromágneses átmenetekkel.

kvarkok fogalmának e fejlemények révén mindennapi-
vá lett használata mondatta Zweiggel 2010 februárjában:
„constituent quarks are really aces in disguise” azaz „a
konsztituens kvarkok valóban álhús ászok” (Zweig
eredetileg az ász nevet javasolta, de Gell-Mann ellené-
ben semmi esélye nem volt a névadásra).

A részecskekeltés tűzgolyómodellje és a kvark-parton mechanizmus

A nagyenergiás hadronütközésekben történő részecs-
kekeltés tulajdonságainak vizsgálatára a partonmodell
sokáig nem volt hatással. Ennek oka az, hogy a végál-
lapot kialakulásában a kis impulzusátadású „puha” fo-
lyamatok dominálnak. A növekvő energiájú kísérletek
végállapotainak növekvő népszerűségű modellje volt
az 1970-es évek elején a Rolf Hagedorn által 1965-ben
javasolt tűzgolyó-modell, amely két független (az anali-
tikus eredményekben faktorizálódó) lépéssel modellezte
a nagyenergiás ütközések végállapotát. Az első
(nem-termikus) lépés vezet a nagyon nagy energiasű-
rűségű, úgynevezett tűzgolyó közbenső állapot létrejöt-
téhez. A tűzgolyó-állapotot Hagedorn termodinamikai-
lag jellemezte és elbontását véletlen Markov-folyamat-
ként írta le. Ez azt is jelentette, hogy a végállapot had-
ronok keltésében a tűzgolyót létrehozó folyamatnak
nincs szerepe: a tűzgolyó hasonló tulajdonságú lehet
akár elektron-positron annihilációból, akár nehézionok
ütközéséből alakul ki.

1972-ben Gálfi és Hasenfratz Péter a mélyen rugal-
matlan elektron-proton eloszlásban a virtuális foton
elnyelése után kialakuló közbenső állapotból keletke-
ző sok részecske közül egyetlenegynek (legyen a
neve A) impulzuseloszlását igyekeztek kinyerni [3]. A
Regge-analízis keretei között olyan faktorizált alakot
találtak A úgynevezett inkluzív keltési hatáskereszt-
metszetére, amelyben az $e + p \rightarrow e' + X$ folyamat (már
bemutatott) hatáskeresztmetszetét egy teljesen hadro-
nikus $B + p \rightarrow A + X$ folyamat hatáskeresztmetszetéből
alkotott kifejezés szorozza. Ez a konklúzió alátámasz-
totta a kétlépéses mechanizmust, azonban még nem
mondott részleteket a folyamat téridőbeli lezajlásáról.

Montvay István 1973-ban a CERN-ben töltött egy-
éves tanulmányútja során általános megoldását adta a
tűzgolyóbomlás úgynevezett statisztikus bootstrap-
egyenletének [4]. Ez az integrálegyenlet a [tűzgo-
lyó(r) $\rightarrow \pi(k) +$ tűzgolyó($r-k$)] láncfolyamat egymást
követő pionsugárzási lépéseit addig folytatja, amíg a
visszamaradó tűzgolyó invariáns tömegnégyzete le
nem csökken a proton tömegére (a zárójelben lévő
kifejezések az egyes objektumok négyes impulzusait
jelölik). A keresett mennyiség az r impulzusú tűzgo-
lyó bomlása során kisugárzott nagyszámú részecske
adataiból képezhető Lorentz-invariáns egyrészecske-
eloszlás:

$$k_0 \frac{d^3 D}{dk^3}.$$

Ezt meghatározza a fenti egyetlen sugárzási lépésben
történő kisugárzás valószínűségi sűrűségfüggvénye:

$$k_0 \frac{d^3 P}{dk^3}.$$

Utóbbit adott tömegű tűzgolyóra a termodinamikai
egyensúly feltételezésével egyszerűen lehet paramet-
rizálni. Az integrálegyenlet a kívánt impulzusú pion
kisugárzását két eseménykategória összesítésével adja
meg. Az alábbi egyenlet jobb oldalán az első tag
egyetlen éppen alkalmas pion kisugárzásának járulé-
kát adja, amihez a második tag egy k' impulzusú
pion kisugárzása után visszamaradó tűzgolyóból szár-
mazó pioneloszlás járulékát adja hozzá:

$$\frac{d^3 D(r, k)}{dk^3} = \frac{d^3 P(r, k)}{dk^3} +$$

$$+ \int d^3 k' \frac{d^3 P(r, k')}{dk'^3} \frac{d^3 D(r - k', k)}{dk^3}.$$

A többváltozós eloszlás statisztikus momentumait,
például a részecskeszámot adó nulladik momentumot
meghatározó egyenlet jóval egyszerűbb:

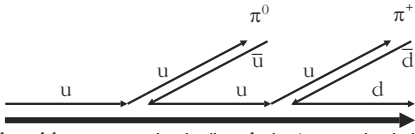
$$n(M) = \int d^3 k \frac{d^3 D(r, k)}{dk^3},$$

$$p(r^2, rk) \equiv k_0 \frac{d^3 P(r, k)}{dk^3},$$

$$n(M) = 1 + 4\pi \int_m^{E(M, M_p)} dE' \sqrt{E'^2 - m^2} p(M, E') \cdot$$

$$\cdot n(\sqrt{M^2 + m^2 - 2ME'}).$$

Itt E' , az elsőként kisugárzott pion energiája szerint
történik az integrálás. Alsó határa a pion tömege, fel-
ső korlátja pedig abból a követelményből adódik,
hogy a sugárzás után visszamaradó tűzgolyó tömege a
protontömegnél nagyobb. Szerencsére a korabeli kí-
sérletekből elsődleges információként éppen a keltett



3. ábra. A kvarkkvantumszámú tűzgolyó pionsugárzásának Zweig-ábrája (a vastag vonal a tűzgolyó többi alkotórészét jelzi).

különböző hadronok (elsősorban pionok) multiplicitásai álltak rendelkezésre.

Montvay hazatérése után a megoldás fenomenológiai alkalmazásainak kidolgozására csoportot szervezett Csikor Ferenc, Farkas István és Katona Zoltán részvételével [5], amelyhez később alkalmilag Niedermayer Ferenc is csatlakozott. A kisugárzási események közé az egyetlen π részecske helyére a különböző tömegű, SU(3) íztulajdonságú és spinű reális mezon- és barionspektrum került, ami sokváltozós, csatolt egyenletrendszerek megoldását igényelte. A kvarkok létezése a tűzgolyó kvark-alkotórészeinek feltételezésével és az integrálegyenletek kisugárzási erősséget képviselő tényezőjében a Zweig-szabályt kifejező módosítással jelent meg a statisztikus modellben. A csoport számos reakcióra (például proton-proton, proton-antiproton szórásra) alkalmazta a kvark-tűzgolyó modellt [6]. Az eljárást itt a kutatások kiindulópontját jelentő publikáció legegyszerűbb modellrendszerével illusztrálom [7]. Ez a változat impulzustól függetlenül kizárólag a részecskeszám eloszlásának kérdését kívánta tárgyalni.

A semleges és töltött pionok kisugárzását megengedő modellben a tűzgolyó vagy u vagy d kvark izospin kvantumszámával rendelkezik. A 3. ábra két sugárzási esemény rajzát mutatja. Ha a tűzgolyó aktuálisan sugárzó komponense eredetileg u kvarkból áll, akkor π^0 úgy keletkezhet, hogy u -anti- u párkeltés után az eredeti u a pár anti- u tagjával társul és továbbra is u repül tovább. π^+ az u -t a d -anti- d pár antikvarkjával kombinálva alakulhat ki és ekkor d repül tovább. A két mezon izospin-hullámfüggvényét ismerve világos, hogy az első eset valószínűsége fele az utóbbiának. Jelölje Z_u az u kvarkból kisugárzott mezonok multiplicitás-eloszlásának generátorfüggvényét és legyen a kisugárzási esemény erősségét jellemző csatolás értéke α . Ekkor a Markov-folyamatok alapfogalmait használva a következő egyenlet írható fel:

$$Z_u = \frac{1}{2} \alpha \zeta(\pi^0) Z_u + \alpha \zeta(\pi^+) Z_d + z_u.$$

Ebben az egyenletben $\zeta(\pi^i)$ a generátorfüggvény megfelelő pionhoz tartozó változója, z_u pedig a generátorfüggvény azon határértéke, amelyhez a sugárzási folyamatok lezárultával konvergál. Hasonló megfontolással adódik a d kvark állapotú tűzgolyó sugárzásainak generátorfüggvényére a

$$Z_d = \frac{1}{2} \alpha \zeta(\pi^0) Z_d + \alpha \zeta(\pi^-) Z_u + z_d$$

egyenlet. Feltéve, hogy $z_d = z_u$, a két egyenlet megoldható. A $Z_u(\zeta(\pi^0), \zeta(\pi^+), \zeta(\pi^-))$ generátorfüggvény változói szerint hatványsorba fejtvé polinomiális el-

oszlást kapunk a különböző pionok adott energiájú ütközésben keletkező sokaságának multiplicitás-eloszlására. Ez az eloszlás – a szabad paraméterek ütközési energiafüggő értékeit alkalmasan választva – a kísérleti eredmények jó leírását adja.

Sokváltozós, csatolt rendszert is konstruáltak arra az esetre, amikor a teljes pszeudoskalár oktettet és hozzá a vektormezon oktettet is önálló eloszlásfüggvénnyel jellemezték. A Gell-Mann-i óvatos felfogást tükrözi cikkük záró bekezdése, ahol a következőket írják: „itt a kvarkok nem feltétlenül fizikai objektumok abban az értelemben, hogy a modell azonos alakban fogalmazható meg azon alapállásból is, hogy a tűzgolyóállapotok (meghatározott ágarányú bomlásállandóikkal) a matematikai kvarkállapotok direktszorzatával azonosan transzformálódnak”.

Ebből a kutatói óvatosságból Niedermayer Feri ugyanebben az évben továbblépett, teljes mértékben csatlakozva Feynmannak a nagy impulzussal meglökött kvarkok evolúciójára Balatonfüreden bemutatott elképzeléseihöz. Nagy visszhangot kiváltó cikke (70 körüli független hivatkozás) a hirtelen impulzusátadással a nukleonból kilökött kvark hadronsugárzását nemcsak a kvantumszámok evolúciója szempontjából tárgyalja, hanem az impulzusvesztesség leírását is megadja [8]. Faktorizált alakot tételez fel annak valószínűségi jellemzésére, hogy egyetlen sugárzási aktusban egy α típusú, p impulzusú kvark i fajta, zp impulzusú piont sugározzon ki ($z < 1$):

$$d_\alpha^i(z) = C_\alpha^i d(z).$$

Az izospinfaktor és az impulzuseloszlás sugárzási aktusok sorozatában bekövetkező alakulására önálló összefüggés írható fel. Például egy u kvarkból z impulzushányadú π^0 pion létrejöttének valószínűségét megadó úgynevezett fragmentációs függvényt $D(z)/3$ alakban érdemes parametrizálni. Niedermayer $D(z)$ -re a fent tárgyalt tűzgolyóegyenlet származtatásával azonos megfontolás alapján inhomogén integrálegyenletet származtatott, ahol az inhomogén tag nyilván $d(z)$:

$$D(z) = d(z) + \int_z^1 \frac{dz_1}{z_1} d(1-z_1) D\left(\frac{z}{z_1}\right),$$

$$\Delta z \equiv D^+(z) - D^-(z) =$$

$$= \frac{2}{3} d(z) - \frac{1}{3} \int_z^1 \frac{dz_1}{z_1} d(1-z_1) \Delta\left(\frac{z}{z_1}\right),$$

$$N^+ - N^- = \frac{4 G_{u, valence} - G_{d, valence}}{4(G_u + G_{\bar{u}}) + G_d + G_{\bar{d}} + G_s + G_{\bar{s}}} (D^+ - D^-).$$

A második-harmadik sor a pozitív és negatív töltésű pionok aszimmetriájának (az izospineloszlás fejlődésének) egyenletét adja, amellyel a 4. sor egyenletét használva lehet jóslatot tenni a kétféle részecske számában várható detektálási aszimmetriára. Az integrálegyenlet megoldása figyelmet igényel, mivel $z = 0$

körül az egyenlet és vele $D(z)$ is szinguláris. A szingularitás viszont kiesik a töltött pionok longitudinális eloszlásának aszimmetriáját leíró kombinációból (2–3. sor). A kapott megoldás lehetővé teszi a multiplicitások z -függésének tanulmányozását. Ez az elmélet megadja a skálainvariáns kollineáris közelítést a kvarksugarak (jetek) kifejlődésére, amihez a QCD a skálainvarianciát logaritmikusan sértő járulékokat generál. A nagyenergiás (kemény) jetek fizikája a QCD talán legsikeresebb fenomenológiai alkalmazása, ám a szemléletet formáló értelmezést a partonmodell adta meg!

A kvarkbezárás félklasszikus modelljei

A „novemberi forradalom” után a kvarkok létezése általánosan elfogadott tényré vált. Az aszimptotikus szabadság tulajdonságának felfedezésével 1973-ban a QCD bizonyította, hogy megoldásában a nagyenergiás és nagy impulzusátadással járó kinematikai tartományban alkalmazható a perturbációs számítás. A Puskin utcában az évtized közepén mégsem kezdtünk a kvantumkromodinamika perturbatív vizsgálatához. Ennek fő oka az volt, hogy mindnyájan (és világszerte sok más elméleti fizikus is) úgy éreztük, hogy a QCD alapkérdése a Lagrange-sűrűségében szereplő kvantumterek, a kvarkok és gluonok kvantumjainak megfigyelhetetlensége. Ezt a perturbatív megoldás egyáltalán nem kezeli. A kvarkbezárás jelensége döntő kérdés mind a könnyű kvarkok kötött állapotainak spektroszkópiája, mind a nagyenergiás folyamatokban keletkező részecskék zömét alkotó úgynevezett puha (kis négyes-impulzusú) mezonok tulajdonságainak megértése szempontjából.

A részecskefizika e két „történelmi” jelenségekörét jellemző méretskálán a QCD csatolási állandója megnő és kilép a perturbációs számítás tartományából. Az igényelt nem-perturbatív megoldás módjára számos (máig élő és máig sem bizonyított) javaslat született az 1970-es évek közepén ($1/N_c$ kifejtés, instantonkonfigurációk vagy monopólus-konfigurációk dominanciája, rácstérelméleti tárgyalás és mások), de a kvarkbezárás kielégítő térelméleti tárgyalására (például a kvark-antikvark forrás között ható kölcsönhatási potenciál nagy távolságon érvényes alakjának kiszámítására) azidőtájt egyik sem volt képes. Az alkalmazásokban érdekelt gyakorlatias megközelítés (időlegesen) „lemondott” a kvarkbezárás térelméleti bizonyításáról. Szemléletes kiegészítő fenomenológiai előírással – nagy méretskálán – „letiltották” a kvantumkromodinamika alkotórészeinek észlelhető megjelenését: 1974 elején Chodos, Jaffe, Johnson, Thorn és Weisskopf publikálták az erősen kölcsönható részecskék úgynevezett MIT-zsák modelljét.

A hadron belsejét a kvarkmentes külvilágtól a zsák-állandónak nevezett pozitív térfogati energiasűrűség különbözteti meg. A kvarkok lokális hatása „emeli ki” környezetükben a vákuumot nem-perturbatív alapállapotából a magasabb energiasűrűségű állapotba. A

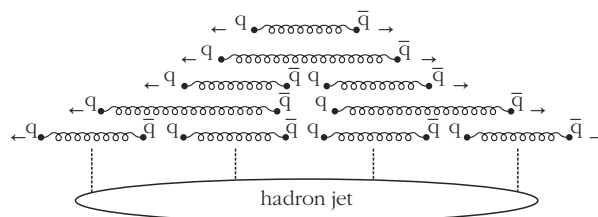
zsákot az tartja felfújva, hogy a zsákállandóból származó negatív nyomást a kvarkokból és gluonterükből származó pozitív nyomás egyensúlyozza. A zsák felületén a gluontér „színes elektromos” komponensei a felülettel párhuzamosak, „mágneses” komponensei arra merőlegesek, így a hadronnak a külvilágba mutatott színfluxusa (-töltése) nulla (nem-ábeli Gauss-tétel) és a külvilággal nem cserél gluonkvantumot sem (a nem-ábeli Poynting-vektor normális komponense nulla). A zsák belsejében a kvarkterek a Dirac-egyenletet oldják meg a zsák falánál előírt, a kvarkok kijutását letiltó határfeltételekkel. A Dirac-egyenletben figyelembe veszik a kvarkok keltette belső gluonteret is.

A határ az elektromágneses tér és az a leptonok számára átjárható, így a kvarkok nagy impulzusátadással járó elektrogyenge kölcsönhatása az elektronokkal, müonokkal vagy neutrínókkal a kísérletekkel összhangban írható le. A meglökött kvarkok hatására a zsák csőszerűen deformálódik és a kialakuló színfluxuscső energiája a cső hosszával arányosan nő. Ez a folyamat szemléletesen leírja a nagy gerjesztettségű hadronok esetében kialakuló húrgeometriát, amelyre Nambu és Veneziano az 1960-as évek második felében az S-mátrix elméleti Regge-aszimptotikából indulva jutott el. A sokrészecskés végállapot a húr darabolódásával „születik meg”. A fluxuscső erős színelektromos terében kipolarizálódó kvark-antikvark párt a rajtuk végződő fluxusok zárják különálló zsákokba (4. ábra).

Az MIT-zsák geometriai felülete nem rendelkezik önálló dinamikával, a leírt folyamat tárgyalásának adekvát módja a molekulafizika Born–Oppenheimer-közelítésének adaptálása: a zsák alakját a kimozdított pontszerű kvark és a visszamaradó dikvark között kialakuló gluontér körül tengelyszimmetrikusan parametrizálják, az egyensúly feltételével méretét meghatározzák, majd adiabatikus közelítést alkalmazva, az alakkal „pillanatszerűen” követik a gyorsan távolodó kvarkot.

Kuti Gyula második MIT-ban töltött vendégkutatói évéről 1974 őszén tért vissza az ELTE-re. Nem szerepelt a zsákmodell szerzői listáján, mert ezt az évet a kvantumtérelmélet nem-perturbatív megoldási módszerének keresésére szánta, idejét az atomfizikából Rayleigh–Ritz-módszerként ismert eljárás kvantumtérelméleti változatának kidolgozásával töltötte. Ennek igen furcsa formában maradt nyoma a szakirodalom-

4. ábra. A nagy sebességgel szétrepülő kvark-antikvark pár közötti hullámvonal jelzi a fluxuscső fékező hatását. Amikor a csőbe táplált energia meghaladja a kvarkpár keltéséhez szükséges küszöböt, párkeltéssel kettéválk a cső. A fluxuscső-darabolódás ismétlődésével alakul ki a hadronzápor, más szóval a „jet”.



An entirely different approach to the study of unconventional solutions of a field theory has been developed by Kuti.⁶ Here we review his development and show that it leads to the same results—Eqs. (5.22), (5.23), and (5.24)—as our method.

5. ábra. Idézet J. M. Cornwall, R. Jackiw és E. Tomboulis cikkéből. A szöveg a *Physical Review D* folyóirat 10. kötet 2442. oldalán található.

ban. A „2PI-közelítés” néven ismert eljárásról szóló, talán legnagyobb (1000 fölötti) idézettségű cikknek, *Cornwall, Jackiw és Tomboulis* munkájának V.C alfejezetében a szerzők, J. Kutinak köszönetet mondva, közlik a módszer Kuti által, tőlük függetlenül megalkotott tárgyalását (lásd 5. ábra).

A ma is nagyon önkritikusan dolgozó és ritkán publikáló Kuti számításai végén valószínűleg meggyőzte magát arról, hogy ez a közelítés sem visz igazán közel a kvarkbezárás térelméleti tárgyalásához. Így „elajándékozta” eredményeit, és csatlakozott a zsákmodellek fejlesztésének ígéretebbnek látszó irányzatához.

Ithon az Atomfizikai Tanszéken kezdte szervezni azt az új csapatot, amellyel a zsákmodell számára kielégítőbb változatának vizsgálatához fogott. A régiek közül csak *Gnädig* maradt, a téma kedvéért társult Hasenfratz Péter, Kunszt Zoltán és *Szalay Sándor*. Kuti szuggesztív személyiségének hatását jól mutatja, hogy mindhármójuknak volt ezt megelőzően vagy akár párhuzamosan más sikeres kutatási témája, mégis szövetkeztek vele a később Budapest-zsák nevet kapott új modell kidolgozására.

Kuti eredetileg két stratégia mentén tartotta elképzelhetőnek az MIT-zsák tökéletesítését. Az úgynevezett „puha zsák” elképzelés a fluxuscső kialakulását a QCD téregyenletek falmentes megoldásától reméli. Ennek mintáját az elektrodinamika egy olyan modellje adta, amelyben az elektromágneses tér forrásait tökéletesen dialektromos (az elektromos fluxust kitaszító) közeg veszi körül. E közeg térelméleti leírására *t’Hooft* egy skalár „dielektromos” tér bevezetését javasolta 1974-ben. A skalár tér nem-nulla értéke (kondenzálódása) alakítja ki az elektromos teret a közegből kizorító hatást, amely lokalizálja a fluxust a forrás és a nyelő töltések közötti csőszerű tartományra.

Számos szerző felfigyelt arra, hogy a szupravezetés Ginzburg–Landau-modelljéből *Abrikosov* által levezetett mágneses fluxuscső-megoldás fluxusának forrásul és nyelőjéül éppen alkalmas egy Dirac-féle mágneses monopólus-antimonopólus pár. Ezzel egy véges hosszúságú mágneses fluxuscső alakul ki, amelynek energiája a cső hosszával arányos. Ha elektromágneses világunk alapállapota szupravezető lenne, a fenti megfigyelés magyarázná a magányos mágneses monopólusok megfigyelésének hiányát. *Nielsen és Olesen* 1973-ban relativisztikus térelméletbe ágyazta a Ginzburg–Landau-elméletet. Az elektrodinamika jól ismert $E \leftrightarrow -B$ dualitási invarianciája alapján az elektromosan töltött Cooper-pár kondenzátum helyett mágnesesen töltött monopólus-kondenzátumot feltételezve adódik egy elektromos fluxuscső-megoldás,

amely állandó erővel hat az elektromos töltésre, azaz aszimptotikus eltávolodását végtelen energia befektetésével teszi csak lehetővé.

Nambu és *Mandelstam* nyomán 1975-ös cikkében *Giorgio Parisi* fogalmazta meg először azt a feltevést, hogy a QCD alapállapotában véges mágneses töltéssűrűség kondenzálódik, és ez magyarázza a kromoelektromos fluxussal rendelkező (színes) állapotok megfigyelhetetlenségét (ezt az elképzelést mindmáig aktívan igyekeznek bizonyítani rácsatérelméleti szimulációkkal). Az ő munkájának előnyomatát adta kezembe Kuti az Elméleti Fizika Tanszék folyosóján azzal, hogy a röviden vázolt ideát próbáljam részletesebben kidolgozni. Ebből az indítatásból született három cikkemben [9] először az ábeli $U(1)$ szimmetrikus elmélet klasszikus duális megoldását meghatározó egyenleteket vizsgáltam, majd kollektív koordinátákat keresve a rendszer hűrszerű rezgéseinek kvantálására tettem kísérletet, végül a megoldások nem-ábeli elméletbeli beágyazását követően érveket kerestem arra, hogy a fluxuscső-megoldások legalacsonyabb energiájú konfigurációi a csoport centrumához tartozó, tehát alapvetően ábeli térkonfigurációk lesznek. Szerencsés egybeesés volt, hogy *Frenkel Andor*, *Hraskó Péter*, *Horváth Zsolt* és *Palla László* érdeklődése ez idő tájt, más-más okból, szintén a mágneses monopólusok felé fordult.

Kuti és új csoportja Budapest-zsák modelljének definíciója során megmaradt az MIT kutatói által bevezetett éles határfelület mellett. A klasszikus zsák-megoldáson túllépő célt tűztek ki: kvantumos tárgyalást kívántak adni az alapállapotú konfiguráció összes kis rezgésére. Ebből a szempontból szerencsésebbnek tűnt olyan modellt választani, amelyben a felületi pontok önálló dinamikájú szabadsági fokként jelennek meg. Ezzel indokolták, hogy a határfelületre a membránokat jellemző felületi feszültséget vezettek be. Az alábbi hatás ehhez kapcsolódó járuléka mozgásegyenletet eredményezett a felület pontjaira is:

$$S_{B-BAg} = S_{gluon} + S_{q-g} + S_{surface} + S_q,$$

$$S_{gluon} = -\frac{1}{4} \int_{bagV} J F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} d^4x,$$

$$J = \sqrt{-\det g^{rs}},$$

$$S_{q-p} = -\int J j^\mu(x) A_\mu(x) d^4x,$$

$$j^\mu(x) = \frac{1}{J} \sum_q g_p \frac{dx_q^\mu}{dx_q^0} \delta^3(x - x_q),$$

$$S_{surface} = -\sigma \int_{x^1=1} M dx^0 dx^2 dx^3,$$

$$S_q = -\sum_q m_q \int d^4x \sqrt{\frac{dx_q^\mu}{dt} \frac{dx_q^\nu}{dt} g_{\mu\nu}} \delta^3(x_q - x_q).$$

Végül egyetlenegy cikket jelentettek meg referált folyóiratban [10], amely jelzésszerűen foglalta össze

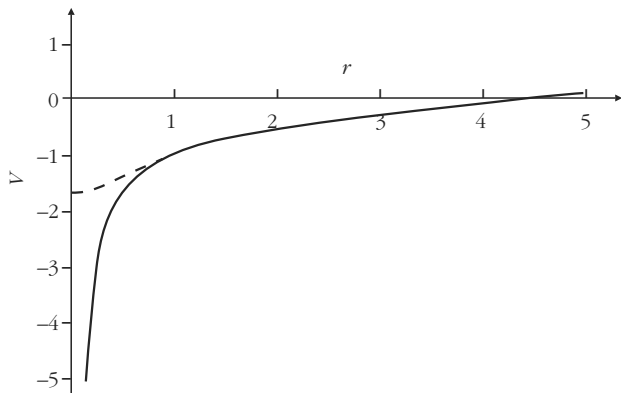
igen részletes vizsgálataik eredményeit. Egyidejűleg számos előadást tartottak műhelyeken és nemzetközi konferenciákon, de eredményeik rendszeres publikálását nem érezték még időszerűnek.

A négy szerzős közlemény az ábeli rendszer klasszikus mechanikai Hamilton-egyenleteit elemezte általános görbevonalú koordinátarendszerben. Diracnak az úgynevezett szinguláris mechanikai rendszerekre kidolgozott elméletével kezelték az önálló dinamikával nem rendelkező, kényszer-jellegű általánosított koordinátákat, amellyel előkészítették a valóban független dinamikai szabadsági fokok kanonikus kvantálását. A tengelyszimmetrikus esetre meghatározták a töltött forrás és nyelő között kialakuló térkonfigurációt és sikeresen illesztették a sztatikus konfiguráció energiáját egy Coulomb-szerű és egy lineárisan növekvő tagból álló potenciál összegéhez (6. ábra). Vizsgálták a gluontér kis rezgéseiből, továbbá a membrán rezgéseiből létrejövő gerjesztések spektrumát.

Érdekes „mellékterméke” volt a modell vizsgálatának az a „historikus lelet”, hogy Dirac a műn senki által nem várt felfedezése kapcsán egy tisztán felületi feszültséggel rendelkező kiterjedt lepton „zsák” gömbszimmetrikus kvantum-konfigurációként igyekezett az elektront és attól csak tömegében eltérő nehéz „testvérét” értelmezni. Gnädig és Kunszt részletesen vizsgálta a Dirac-elektront és rámutatott a gömbi szimmetriától eltérő deformációkkal szembeni instabilitására [11]. A Dirac-elektron általuk adott letisztult tárgyalását követő újabb cikkek a modellt gravitációs hatással kiegészítve érvelnek a rendszer stabilitás mellett.

1977-ben Hasenfratz és Kuti megírta azt a zsákmodellekről szóló összefoglaló tanulmányt [12], amelyet *Pickering* „történelemkönyve” is első helyen ajánl a hadronzsákok elméletének technikai vonatkozásai iránt érdeklődőknek. Bár a nagy összefoglaló cikk a zsák-típusú modelleket alkalmazó részecske- és magfizikusok bibliája lett (300 hivatkozás), a felületi feszültség kvantumszintű kezelése túl bonyolult techni-

6. ábra. A szín szingletet alkotó sztatikus kvark-antikvark forrás között kialakuló potenciál a zsákmodell számításai alapján jól közelíthető kis távolságon Coulomb-szerű, aszimptotikus nagy távolságon pedig lineáris növekedésű potenciállal. A távolságot és a potenciált is a kvantumkromodinamika természetes hosszúságskálájának arányában mérik.



kai kihívásnak bizonyult, az MIT-zsákkal nyerhető eredményektől eltérő jóslatok ellenőrizhetősége pedig kérdéses maradt. A geometriailag értelmezett kiterjedt részecskemodell kutatásának folytatása egyre kockázatosabbá vált a kvantumtérelmélet más megoldási technikái fejlődési iramának és az oda összpontosuló kutatói erőfeszítésnek gyorsuló növekedése láttán.

Utóhang

Az 1980-as évtizedben Gálfi és Gnädig érdeklődése egyre inkább a klasszikus fizika klasszikus szépségű feladatai, valamint a középiskolai tehetségek nevelése felé fordult. Már a hetvenes években beindult a perturbatív QCD nagyenergiás jet-fizikai alkalmazásainak a kísérleti megfigyelésekhez szorosan kapcsolódó fejlesztése. Kunszt Zoltán az évtized vége felé (kis kitérővel) végleg ehhez az irányzathoz csatlakozott és sikereit a zürichi ETH professzori meghívással ismerte el. A többiek viszont az 1980-as évek elejére, egymástól lényegében függetlenül ugyanabba, a színbezárás problémájának megoldását ígérő irányba fordultak. Legalább egy évtizedre a kvantumkromodinamika téridőrácsos megoldásának irányzatához csatlakoztunk.

Hasenfratz Péter *Hasenfratz Anna* diplomamunkával közös munkájában egy alapvető fontosságú mennyiség kiszámításával tette le névjegyét: a QCD ráctérelméleti számolásokban használt dimenziós paraméterét összekapcsolták a jet-fizikai számolásokban használt karakterisztikus impulzusskálával. Hasenfratz végül a nyolcvanas évek közepétől a Berni Egyetem professzoraként talált rá állandó szerzőtársára, Niedermayer Ferencre. Kuti Gyula *Szlabányi Kornéllal* és *Polónyi Jánossal* együttműködésben a világon elsőként számítógépes ráctérelméleti módszerrel vizsgálta a hadronfázis – véges hőmérsékletű fluktuációk hatására bekövetkező – átalakulását kvarkfázisba. Pályáján mindmáig törekszik az alapkérdések eredeti megközelítésű vizsgálatára. Rossz véleménye van a nehéznek bizonyult problémákat az „út szélén hagyó”, a gyorsan learattható kérdésekre vadászó kutatói stílusról. Nem lephetett hát meg senkit, amikor a University of California (San Diego) professzora 2005-ben újra nekifutott a hadrongerjesztések hűrszerű viselkedésére vezető mechanizmus *ab initio* számítással való feltárásának. Montvay István korábbi bielefeldi munkatársával együttműködve szintén a QCD termodinamikájának vizsgálatával indította pályája új szakaszát, amelyet a Hamburgi Egyetem nagy számítógépes térelméleti kooperációkat szervező professzoraként, egyben a legelterjedtebben használt ráctérelméleti monográfia társszerzőjeként teljesített ki. Jómagam *Ruján Pál* és *Deák Ferenc* kollégáimmal a véges rácsállandójú mértékelméleti rendszerekre alkalmazott statisztikus fizikai variációs módszerekkel keltettem nemzetközi figyelmet.

A kvarkfizika történetének második évtizedében végzett munka kutatói stílusunkra mindmáig rányomja bélyegét. Egyikünk sem érdeklődött tartósan a modellépítés, az új szimmetriákat, új szabadsági fokokat feltételező elméleti modellek konstrukciója iránt. Mindannyian a Standard Modell (esetleg annak minimális tágítását jelentő modellek) kvantumdinamikájának minél nagyobb elméleti tisztaságú megoldására tettünk és teszünk erőfeszítéseket. Ez a kutatói érdeklődés és stílus átsugárzott a QCD kutatásában bennünket követő generációra is. *Fodor Zoltánt, Trócsányi Zoltánt, Petreczky Pétert* világszerte a finom megközelítést igénylő dinamikai kérdések kiemelkedő aktivitású magyar szakembereiként tartják számon.

És végül: a kvarkok dinamikájának Puskin utcai kutatását kezdeményező barátunk, Kuti Gyula 1940. november elsején született. Éljen és dolgozzon soká!

Irodalom

1. R. Barbieri, R. Kögerler, Z. Kunszt, R. Gatto, *Phys. Lett.* 56B (1975) 477, *ibid.* 57B (1975) 455, *ibid.* 66B (1977) 349.
2. R. Barbieri, R. Kögerler, Z. Kunszt, R. Gatto, *Nucl. Phys.* B105 (1976) 125.
3. L. Gálfi, P. Hasenfratz, *Lett. Nuov. Cim.* 3 (1972) 702.
4. I. Montvay, *Nucl. Phys.* B53 (1973) 521.
5. F. Csikor, I. Farkas, Z. Katona, I. Montvay, *Nucl. Phys.* B74 (1974) 343; F. Csikor, Z. Katona, I. Montvay *Lett. Nuov. Cim.* 8 (1973) 99.
6. F. Csikor, I. Farkas, I. Montvay, *Nucl. Phys.* B79 (1974) 92; I. Montvay, *Phys. Lett.* 53B (1974) 377; F. Csikor, *Acta Phys. Pol.* B7 (1976) 713.
7. F. Csikor, I. Montvay, F. Niedermayer, *Phys. Lett.* 49B (1974) 47.
8. F. Niedermayer, *Nucl. Phys.* B79 (1974) 355.
9. A. Patkós, *Nucl. Phys.* B97 (1975) 352, *ibid.* B112 (1976) 333, *ibid.* B129 (1977) 339.
10. P. Gnädig, P. Hasenfratz, J. Kuti, A. S. Szalay, *Phys. Lett.* 64B (1976) 62.
11. P. Gnädig, Z. Kunszt, P. Hasenfratz, J. Kuti, *Annals Phys.* 116 (1978) 380.
12. P. Hasenfratz, J. Kuti, *Phys. Rept.* 40 (1978) 75–179.

POLÁNYI KONTRA EINSTEIN: VITA AZ ADSZORPCIÓRÓL

Palló Gábor

MTA Tudományszervezési Intézet

Az 1920-as évek elején fontos tudományos témává vált a gázok adszorpciója szilárd felületeken. Egyebek között azért, mert általában is a tudományos érdeklődés középpontjába kerültek az atomok és molekulák közötti kölcsönhatások. *Walther Kossel* és *G. N. Lewis* ugyanabban az évben, 1916-ban tett alapvető állításokat az atomokat összekapcsoló erőkről, amelyek elektromos természetűek, azaz elektronok játsszák a főszerepet benne. Lewis elektronpárokról érkezett, amelyeken az összekapcsolódó atomok osztoznak, Kossel pedig arról, hogy az atomok egymástól vesznek el elektront, miközben elvesztik elektromos semlegességüket, és eltérő töltésük miatt ionos vonzás alakul ki közöttük. A tudományos periférián alkotó *Polányi Mihály* kidolgozott egy adszorpciós elméletet, amely túlmutatott az addigi empirikus felfogáson. Időközben az amerikai *Langmuir* egy vonzóan egyszerű elmélettel állt elő, amely nem vett tudomást Polányi eredményeiről. Polányi azonban hamarosan emigrált Németországba, szakmája centrumába, és megpróbálta megvédeni adszorpciós elméletét a vezető szakemberek körében, amely kör magában foglalta *Albert Einsteint* és *Fritz Habert*, a Nobel-díjas fizikai kémikust, az egyik legbefolyásosabb német tudóst. A vita Polányi számára élet-halál kérdése volt. Úgy érezte ettől függ mind tudományos, mind emigránsi jövője. Az alábbi írásban a vitát fogom elemezni, szomorú háttérfolyamataival, a tudomány gyakran lokális, azaz nem globális, nem univerzális jellegével együtt, továbbá az érve-

lési módokkal és a centrumban tevékenykedő tudósközösség működésével együtt.

A gázadszorpcióval foglalkozó vita a tudósközösségen belül zajlott, nem gyakorolt jelentős hatást a specialisták körein kívül. Nem nyilvánvaló tehát, hogy csakugyan számított benne a résztvevők földrajzi vagy kulturális helyzete, azaz, hogy a hatalmas tudományos hálózat periferiáján dolgoztak vagy a centrumában. A tudományos vitákkal foglalkozó szakirodalom főként olyan vitákat elemzett, amelyek vagy a tudósok közösségén belül zajlottak, vagy olyanokat, amelyek a tudósok és a laikusok között. A lokalitás mintha inkább az utóbbi esetben gyakorolt volna befolyást, az előbbiben nem. Amikor például a nukleáris hulladék elhelyezésének biztonságáról kell meggyőzni a lakosságot, a lokális tudás és a helyiek érvelése bizony döntő lehet. A helyi érvelési módok, illetve retorikai eszközök jelentősen különbözhetnek egymástól, sőt függhetnek a vita tárgyától és a résztvevők sajátos helyzetétől, érdekeitől. Ennek analógiájára azt is feltételezhetjük, hogy az érvelés és retorika más a tudományos centrumban, mint a periférián, mert eltérnek a társadalmi és politikai értékek, hagyományok és kommunikációs módok.

Ebben az írásban éppen ez utóbbi jelenséget mutatom be. Milyen szerepet játszhat a periférikus helyzet valamely általános érvényű tudományos problémáról folytatott vitában, azaz olyanban, amelyben a szönyegen szereplő problémának nincs köze a helyi gyakorlathoz. Miféle periférikus vonást lehet felfedezni a tudomány belső köreit foglalkoztató vitában? Az alábbiak éppen ilyen vitát idéznek fel, fontos pontokon

Az alábbi írás az *Ambix* című folyóiratban angolul közölt tanulmány rövidített, átdolgozott változata.

vitatva egy nemzetközi együttműködés eredményeit, amely a centrum és periféria kapcsolatait jellemzi az európai periférián működő tudomány és technológia területén.¹

A probléma kognitív oldala

A gázadszorpció mindennapi jelenség: ha gáz kerül kapcsolatba szilárd test felületével, a gázrészecskék a felülethez tapadnak. A jelenséget a felületen megkötődő, azaz adszorbeált gáz mennyisége és a nyomása közötti összefüggés segítségével szokták leírni megadott hőmérsékleten. A függvényt adszorpciós izotermának hívják. Az izoterma megadható grafikusan és matematikai formulával. A 20. század elején a jelenséget, illetve az izotermát az új tudományterület, a fizikai kémia, pontosabban az éppen születőben lévő aldiszciplína, a kolloidika fogalmaival akarták leírni.

Polányi Mihály, az adszorpcióról szóló vita egyik résztvevője orvos és fizikokémikus volt, később filozófus. Évtizedekkel a vita lezárulása, de nem eldöntése után megírta a vita történetét saját filozófiai reflexióival együtt. 1963-ban a *Science* magazin közölte a cikket, amely beszámolt fontos részletekről, beleértve a vita kétségeket támasztó, állásfoglalás nélküli végét [1].

Polányi 1914-es adszorpciós elméletében föltételezte, hogy a szilárd test felülete vonzza a gázmolekulákat. A vonzás potenciális energiája függ a felület és gázrészecske közötti távolságtól, de nem függ a jelenlévő többi gázrészecskétől. Polányi definiált egy fogalmat, amelyet adszorpciós potenciálnak nevezett. Az adszorpciós potenciál térfogatfüggését egyszerű formula fejezte ki: $\epsilon = f(\phi)$, ahol ϵ az adszorpciós potenciál, ϕ az a térszegmens, amelyben a vonzóerő hat. Polányi fizikai elgondolása szerint a gáz a termodinamika törvényeinek megfelelően viselkedik, és van der Waals-erők működnek a nempoláris gázmolekulák között: ha a vonzóerők hatékonyak, a gáz kondenzál az adszorbens felületén. Az adszorbeált anyag ezért több molekula vastagságú réteget is alkothat az adszorbens felületén és a molekulák meghatározott sorrendben helyezkednek el ezen a felületen. Azonban Polányi nem tudta pontosan megmondani, milyen természetű a vonzóerő és nem tudott megadni izoterma-egyenletet sem [2].

Az amerikai Irving Langmuir 1916-tól kezdte kifejleszteni a gázadszorpcióra vonatkozó elméletét, persze Polányitól teljesen függetlenül [3]. Langmuir feltételezte, hogy az adszorpcióval mindig együtt jár az ellentétes folyamat, a deszorpció, azaz a már felületre tapadt gázrészecskék leválása az adszorbens felületéről. Az adszorpció és a deszorpció dinamikus egyensúlyt alakít ki. Az adszorbens felületének lefedettsége

a két folyamat sebességi állandója segítségével számítható ki. Langmuir egyszerű izoterma-egyenletet adott meg:

$$\theta = \frac{\alpha P}{1 + \alpha P},$$

ahol P az adszorbeált gáz egyensúlyi nyomása, θ a felület lefedettségének aránya, α empirikus állandó.

Langmuir megközelítése három fő ponton különbözött Polányiétól. Először: Langmuir föltételezte, hogy az adszorbensen keletkező gázréteg egyetlen molekula vastagságú, azaz monomolekulás, Polányi viszont több molekula vastagságú réteget is megengedett. Másodszor: Langmuir föltételezte, hogy az adszorbeált molekulák nem lépnek egymással kölcsönhatásba. Ez utóbbi nem teljesen független az elsőtől: a több molekula vastag rétegben az adszorbeált molekulák közötti kölcsönhatás szükségszerű, a monomolekulásban nem. Harmadszor: Langmuir szerint az adszorpciót elektrosztatikus erők okozzák, amelyek az ionok és polarizált atomok, illetve molekulák között működnek.

Részletes elemzés nélkül is kitűnik, hogy a két megközelítés az egyik pontban látványosan különbözik egymástól: az adszorbeált réteg vastagságában: egymolekulás vagy többmolekulás az adszorbeált réteg vastagsága?

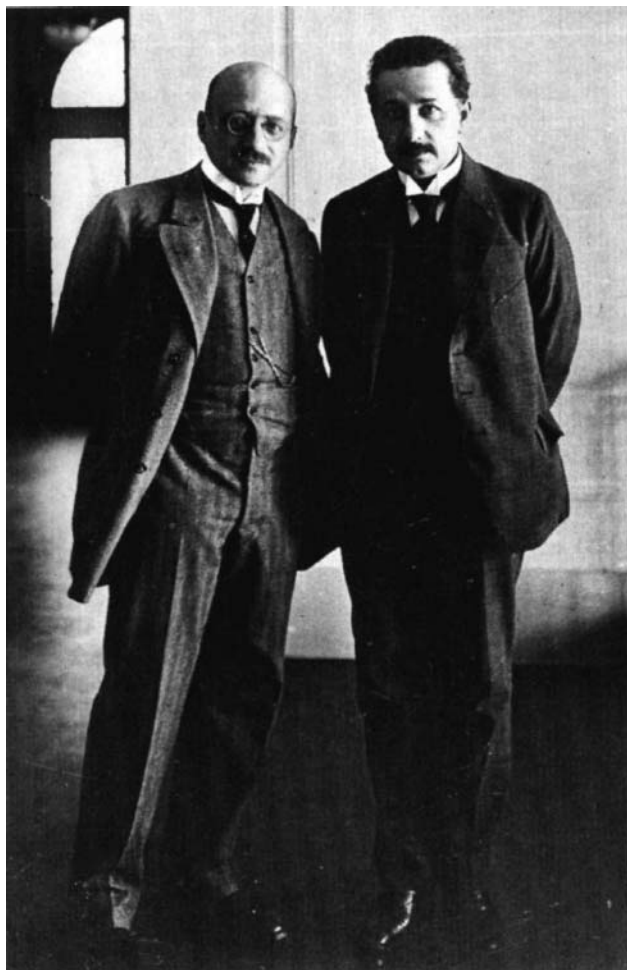
A szociológiai probléma

A vita drámai körülmények között tört ki 1921-ben. A helyszín a tudomány egyik leghíresebb korabeli centruma: Berlin-Dahlemben a Kaiser-Wilhelm Fizikai Kémiai és Elektrokémiai Intézet, amelynek igazgatója a Nobel-díjas Fritz Haber, a korabeli németországi tudomány egyik legbefolyásosabb személyisége. Polányi harminc éves volt, friss jövevény mind a fizikai kémiában, mind Berlinben.

Polányi orvosi végzettséget szerzett Budapesten 1914-ben. Az Első Világháború után a növekvő antiszemitizmus és a beszűkülő perspektíva miatt 1920-ban döntött úgy, hogy elhagyja Magyarországot és vele tanult mesterségét is. A fizikai kémia és a kolloidika iránt budapesti egyetemi éve alatt ébredt fel érdeklődése. Végzett némi laboratóriumi munkát *Tanl Ferenc* fiziológiai intézetében, kémiai nyári kurzusokon tanult Karlsruhe-ban a budapesti egyetemi vakációk idején. Körülbelül ez volt a teljes, hivatalos iskolázottsága kémiából. 1920-ban, a német tudományos világ perifériájáról érkezve létfontosságú volt Polányinak a tudományos állás Berlinben: Budapesten élő családja alig-alig tudta támogatni, inkább a család szorult volna az ő anyagi segítségére.

Azt a reményt, hogy esetleg tudóssá válhat Albert Einstein táplálta belé. A budapesti fiziológiai laboratóriumban dolgozva, Polányi belebotlott *Nernst* tételébe, amelyet a termodinamika harmadik főtételének szoktak nevezni, és önálló gondolata támadt a tétellel kapcsolatban. Elküldte kéziratát *Georg Bredig*nek,

¹ Kostas Gavroglu, Manolis Patiniotis, Faidra Papanepopoulou, Ana Simoes, Ana Carneiro, Maria Paula Diogo, José Ramon Berto-meu Sanches, Antonio Garcia Belmar, Agustí Nieto-Galan: Science and Technology in the European Periphery. *History of Science* 156 (2008) 153–175.



Fritz Haber és Albert Einstein a Kaiser-Wilhelm Fizikai Kémiai és Elektrokémiai Intézetben 1915-ben.

kémia professzorának a nyári kurzuson, ő pedig továbbbízta Einsteinnek, aki biztató levelet küldött Polányinak. Évtizedekkel később Polányi élete döntő eseményeként emlékezett az epizódra: „Bang, tudós lettem” – írta.

Miután elhagyta Magyarországot, Polányinak nem sok esélye volt, hogy állást találjon Karlsruhéban, ahova Budapestről érkezett. Hamarosan lehetősége nyílt azonban arra, hogy részt vegyen a cellulóz szerkezetével foglalkozó kutatásban, mégpedig Berlinben a Kaiser Wilhelm Szálasanyag (Faserstoff) Intézetben, amely az akkoriban még vadonatújnak számító módszerrel kísérletezett; röntgen-diffrakcióval. Mind a cellulóz, mind pedig néhány fémkristály szerkezetére vonatkozó eredményei azt mutatták, hogy Polányi hihetetlenül kreatív. Az intézet közös épületben tevékenykedett a Fritz Haber igazgatása alatt működő Kaiser Wilhelm Fizikai Kémiai és Elektrokémiai Intézettel. Polányi a kémiai reakciók sebességének vizsgálatával szeretett volna foglalkozni, kitűnni, elismert kémikussá válni és átmenni a magas presztízsű és nagyobb lehetőségeket nyújtó Haber-intézetbe.

1921-ben mutatta be Polányi adszorpciós elméletét a Haber-intézet belső szemináriumán. Maga a téma igen közel esett Haber érdeklődéséhez, mert az ad-

szorpció szorosan kapcsolódott a heterogén katalízishez, Haber egyik legfőbb kutatási területéhez. Haber külön meghívta a szemináriumra Einsteint is, az intézet gyakori látogatóját, részint a téma érdekessége és fontossága miatt, részint pedig azért, mert tudta, hogy Polányi igen eredeti nézeteket kíván előadni az adszorpcióra vonatkozóan. Az ülés azonban Polányi számára szinte tragikusan végződött. Mindkét tekintély, Haber is és Einstein is mereven elutasította elméletét. Nem tudták elfogadni a többrétegű adszorpció elgondolását, és szóvá tették Polányi tudatlanságát az intermolekuláris erőkkel kapcsolatos újabb eredményekre vonatkozóan, amelyeket a tudományos világ széles körben tárgyalt akkoriban. Polányi úgy érezte, elveszítette minden reményét arra, hogy átmehessen a Haber-intézetbe, és attól tartott, hogy szépen induló tudományos pályájának is befellegzett. Évtizedekkel később, 1963-ban így emlékezett vissza az esetre: „Einstein és Haber úgy döntött, teljesen figyelmen kívül hagytam a tudományosan megalapozott anyagszerkezeti eredményeket. Szakmailag éppen hogy csak túléltem az esetet.” Azt gondolta, hogy pályafutása Einsteinnel indult és Einsteinnel zárult.

Tudományszociológiai szempontból különös vonásokat mutatott a vita. Polányi fő opponensei, Haber és Einstein nem dolgozott ki semmiféle alternatív elméletet az adszorpcióra vonatkozóan. Másrészt Irving Langmuir, aki kidolgozott, nem volt jelen a szemináriumon. *Harry Collins*, angol tudományszociológus, a tudományos viták egyik kutatója használja a „core set” fogalmát, amit talán „legbelső körnek” fordíthatunk az adott összefüggésben: a vita résztvevőinek legbelső köre. Collins meghatározása szerint „a legbelső kört azok a tudósok alkotják, akik a vitatott témakörrel összefüggő kísérleti vagy elméleti munkában komolyan érdekeltek. Az adott tudományban csak a legbelső kör tagjai jogosultak arra, hogy hozzájáruljanak a konszenzus kialakításához, illetve a tudományterület későbbi fejlesztéséhez.” [4]

Esetünkben azonban sem Einstein, sem Haber nem végzett saját kutatást az adszorpció terén, viszont a szeminárium más résztvevői végeztek. Haber, mint említettem, ismerte a témát a heterogén katalízisre vonatkozó kutatásai miatt, Einstein pedig felhasználta a termodinamikát, sőt a kolloidikát is a Brown-mozgásra vonatkozó kutatásaiban, az Einstein–Smoluchowsky-egyenlet kidolgozásakor és egyéb munkáiban. Ezek alapján a belső körhöz tartoztak, de, hogy most *Ludwig Fleck* terminológiáját vegyük kölcsön, nem tartoztak a „specialista szakértők” (special experts) közé, csupán a „az általános szakértők” (general experts) közé. A specialista szakértők kutatják legmélyebben az adott tudományos témát, míg az általános szakértők csak az adott témához kapcsolódó témákat.

Polányi kínos helyzetét az okozta, hogy az általános szakértők elvetették megoldását, ám ezek az általános szakértők történetesen a korszak legtekintélyesebb tudósai közé tartoztak. A specialista szakértők Haber intézetének kémikus kutatói voltak, köztük *Herbert Freundlich*. Utóbbi Haber helyetteseként dolgozott, és

a kolloidikai osztályt vezette. Ő készítette az első adszorpciós izotermát, empirikus alapon még 1894-ben:

$$\frac{x}{m} = k P^{\frac{1}{n}},$$

ahol x az adszorbeált mennyiség, m az adszorbens tömege, P a gáz nyomása, k és n empirikus állandók, amelyek eltérnek gáz-adszorbens páronként és hőmérsékletenként. Ez az egyenlet, anélkül, hogy bármiféle elméleti értelmezés kapcsolódott volna hozzá, úgynevezett elfogadott nézetnek számított Langmuir munkássága előtt.

Freundlich és csoportjának vegyész tagjai jelen voltak az inkriminált szemináriumon. Az egyik tag, a később nagynevű polimerkémikus *Hermann Mark* szerint a csoport tagjai nagyon is meg voltak elégedve Polányi értelmezésével, mivel maguk is gyakran alkalmaztak klasszikus termodinamikai gondolatmeneteket kutatásaikban. A specialista szakértők tehát úgy gondolták, hogy Polányi adszorpcióértelmezése nem mond ellent saját tapasztalataiknak és felhasznált elméleteiknek. Nem nagyon törődtek azzal, mit mondanak a nagyfőnökök, az általános szakértők a kémiai kötés legújabb elektronelméletei alapján. A specialisták nem ezeket használták munkájuk során.²

Irving Langmuir, a specialista szakértők egyike azonban nem volt jelen a szemináriumon. Ő az Egyesült Államokban élt, a General Electric laboratóriumában dolgozott a New York állambeli Schenectadyben. Langmuir saját kutatásait végezte anélkül, hogy reagált volna Polányi elgondolásaira. Kétségtől a legbelső körhöz tartozott, amely Collins szerint szövetségesekből és ellenfelekből áll. Langmuir az ellenfelek közé tartozott.

Collins általános leírásai olyan jól illenek Polányi esetére, hogy akár azt is gondolhatnánk, ez szolgált modelljével. „A szövetségesek és ellenfelek csoportja valamely vita belső körében nem szükségképpen kötődik egymáshoz egyéb társadalmi kötelékekkel, mint amit az adott vita terem, még az sem kell, hogy közös intézmény tagjai legyenek. Az ellenfelek és szövetségesek némely tagja a vitában hajlandó lerombolni az univerzum ama értelmezését is, amelyre mások egész pályafutásukat építették, amelyre akadémiai hitelességüket, sőt társadalmi identitásukat alapozták.” [5] Polányi bizony mindezt kockáztatta, és alig úszta meg a dolgot ellehetetlenülés nélkül. Mivel Haber méltányolta azt a munkát, amelyet Polányi a kristályszerkezetek terén végzett, 1923-ban áthívta saját intézetébe, és megbízta az újonnan létrejött osztály, a fizikai kémiai osztály vezetésével. Polányi kapott laboratóriumi területet, aszisztenseket és műszervásárlási lehetőségeket. Feladta a kémiai reakciók sebességének kutatása volt.

² *Beck Mihály* fizikokémikus egyik Polányiról szóló cikkében felidézi az adszorpciós vitát, és megjegyzi, hogy Polányi ellenfelei teljesen figyelmen kívül hagyták a van der Waals-erőket, amelyek egyrészt lehetővé tették a többretegű adszorpciót, másrészt nélkülük az egyrétegű adszorpciót se lehetett volna értelmezni. Lásd Beck Mihály: A kémikus Polányi indulása és a tudományfilozófus Polányi gyökere. *Polanyiana* 2003/1–2, 49–54.

Mégis frusztrált maradt, mert adszorpciós elméletét elutasították. Makacsul meg volt győződve elmélete helyességéről, és megpróbálta meggyőzni a legbelső kört arról, hogy elmélete fölötté áll Langmuirénak.

Érvelés

Einstein és Haber azért utasította el az adszorpció potenciálméletét, mert az elmélet többretegű adszorpciót tételezett fel. Ellenvetésük ésszerű volt.

Először: Polányinak nem volt meggyőző elmélete az adszorbens felületéről kiinduló erő természetére vonatkozóan. Termodinamikai érvelését ómódinak tartották, amely figyelmen kívül hagyta a fizika legújabb eredményeit az intra- és intermolekuláris erőkre vonatkozóan. Hiányolták *Bohr* atommodelljét, *Kossel* kémiai kötéselméletét és *Debye* kutatásait, amelyek a molekulák közötti vonzóerőket a dipólok és indukált dipólok vonzásával hozták összefüggésbe. Az ellenvetés lényege az volt, hogy az elektrosztatikus erők túlságosan gyengék ahhoz, hogy az adszorbeálódó gázokat összenyomják és több réteg vastagságban együtt tartsák az adszorbens felületén. Úgy gondolták továbbá, hogy a felület és az adszorbeált molekulák közötti dipól-dipól kölcsönhatást leárnyékolja az adszorbeált anyag első rétege, ezért ez nem vonzhat a felületre újabb réteget. Azaz a bírálók nem hittek abban, hogy létezhetne bármiféle erő, amely újabb adszorbeált réteget tarthat a már adszorbeált első rétegen. Ahogy Polányi írta: „Az 1912–1930 között működött fizikusok minden ésszerű kétely fölött állónak tartották azt, hogy csak elektromos jellegű erők felelősek a molekulák közötti vonzásért. Az olyan érveket, amelyek ezen feltevés elégtelen voltára hivatkoztak, elutasították mint tudománytalant, mert nem láttak elgondolhatóan semmilyen más alapelvet, amely a molekulák közötti kölcsönhatást megmagyarázhatta volna.” [1]

Másodszor: Polányi figyelmen kívül hagyta Langmuir 1916-ban publikált elméletét, amely fokozatosan elfogadott nézetté vált. Langmuir elmélete összhangban állt mind a termodinamikával, mind az intermolekuláris erőkre vonatkozó, akkor modern elméletekkel. Langmuir feltételezte, hogy elektrosztatikus erők erednek az adszorbensek felületén, és ezek összefüggésben állnak az adszorbens felületére tapadt molekulák kémiai természetével. A vegyérték-elektron elméletéhez éppen ebben az időben tettek fontos lépéseket, közöttük volt a Lewis–Langmuir-elmélet, amely Lewis és Langmuir egymástól függetlenül végzett kutatásain alapult. Ez azt mutatta, hogy a kémiai kötőerők hatótávolsága igen kicsiny, ezért a gázmolekulák csak monomolekulás réteget tudnak képezni az adszorbens felületén. Ráadásul Langmuir izotermaegyenletet is megadott, amelyet meggyőző kísérletekkel támasztott alá.

Polányit tehát azzal vádolták, hogy figyelmen kívül hagyta ezt a két szempontot. Ebben a helyzetben csaknem minden ifjú kutató azt gondolná, hogy nem tud eleget, nem elég felkészült, hibás elméletet állított

fel, jobb lesz feladni az egészet. Polányi azonban nem ezt gondolta. Einstein és Haber heves bírálata és Langmuir sikere ellenére Polányi meg volt győződve elmélete értékéről. Több mint tíz évig dolgozott azért, hogy elfogadtassa az adszorpciós potenciál elméletét.

Egy olyan fellegekben járó vitában, amilyen az adszorpció értelmezésével kapcsolatban folyt, aránylag kevés retorikai eszköz áll a vitapartnerek rendelkezésre a siker kiharcolásához, azaz a mértékadó vélemények megnyeréséhez. A „retorika” kifejezést abban az értelemben használok, ahogy a filozófus *Marcello Pera* használta, amikor rekonstruálta *Arisztotelész* distinkcióját a logikai, demonstratív érvelés és a dialektikai, retorikai érvelés között. Az előbbi, azaz a logikai, demonstratív érvelés igaz és univerzális premisszákból indul ki, míg az utóbbi, a retorikai, dialektikai érvelés a széles körben elfogadott véleményeket tekinti premisszáknak. A retorikai érvelésben az állítás érvényessége nem dönthető el tisztán formális eszközökkel. Közben, mint *Pera* megjegyzi, a kísérleti tények és elméletek lényegi szerepet töltenek be a tudományos viták alapvető tényezői között, olykor nem elegendőek a meggyőzésre. Ezekben az esetekben ontológiai nézeteket, diszciplináris és ismeretelméleti értékeket, alapelveket és preferenciákat vesznek figyelembe, esetenként esztétikai vagy pragmatikai eszközöket.

Polányi szubsztantív eszközöket használt meggyőzési stratégiájában. Elméletét alátámasztó kísérleti tényeket igyekezett felmutatni, és finomította elméletét az atomi és molekuláris erőkre vonatkozó korszerű nézetek figyelembe vételével. De eredményei nem voltak eléggé meggyőzőek. Haber intézeti munkatársaival, főleg *F. Goldmannal* műszert készített az adszorpció pontos kísérleti tanulmányozására. Azt remélte, hogy sikerül megerősítenie az adszorpciós potenciál-elméletet kivált igen magas hőmérsékleten. Ám a kapott kép nem bizonyult tökéletesen tisztának. Ráadásul néhány újabb cikk megvédte Langmuir elméletét.

Az áttörés előreláthatatlan irányból érkezett, a kvantummechanikából, több mint tíz évvel a kínos szemináriumi előadás után. *Fritz London*, a kvantumkémia egyik megalapítója Berlinbe költözött az 1920-as évek végén és rendszeresen eljárt a Haber-intézet szemináriumaira. Itt rendszeresen találkozott Polányival, az intézet egyik vezető kutatójával. 1930-ban London kvantummechanikai számítását közölte a nem-poláris részecskék, például nemesgázatomok között működő gyenge erőről, amelyet diszperziós erőnek nevezett el. Ebben az erőben Polányi felismerte az adszorpciós potenciál-elmélet megmentőjét. Londont szövetségesének tekintette, és együttműködésre kérte a szükséges számítások elvégzésében.

Polányi ugyanis észrevette, hogy a diszperziós erő az adszorpciós potenciál forrása lehet, mégpedig ennek két fontos tulajdonsága miatt. Először is a diszperziós erő nagyságát nem befolyásolja a többi adszorbeált gázmolekula jelenléte, ezért nem fordulhat elő árnyékoló hatás. Másodszor, a diszperziós erő

hatótávolsága elegendőnek mutatkozott ahhoz, hogy egynél több réteg keletkezzen az adszorbens felületén. Polányi tehát úgy gondolta, hogy a diszperziós erő segítségével meg lehet magyarázni, hogy az adszorpció pontosan úgy működik, ahogy 1914-ben és 1916-ban feltételezte [6]. Úgy érezte, hogy együttműködése Fritz Londonnal elvezetett a végső győzelemhez a hosszú tudományos vitában: „megnyertem a háborút, melyet 15 éven keresztül vívtam.” [1]

Ebben a tudományon belül zajló vitában szubsztantív problémák, elméletek és tények körül zajlott a csata, ám a demonstratív és a kísérleti érvek nem bizonyultak elegendőnek a belső kör meggyőzéshez. A meggyőző érveléshez Polányinak új ontológiára, új világmképre volt szüksége. Ellenfelei (Einstein, Haber és Langmuir) az intermolekuláris erők természetére vonatkozó modern nézetekre támaszkodtak a maguk érvelésében. Elítélték Polányit amiért a klasszikus elgondolásokhoz ragaszkodott és figyelmen kívül hagyta a modern nézeteket. Most viszont megfordult a helyzet. Polányi érvelhetett saját elmélete mellett a még modernebb ontológia alapján, amely a kvantumfizikán nyugodott, ő mondhatta, hogy a monomolekulás adszorpció modelljét az 1920-as évek régi világképére alapozták, a kvantummechanika előtti időszak elavult termékére.

A vita vége

Meg tudta-e győzni Polányi ellenfeleit arról, hogy ő nyert a vitában? Nincs meggyőző válasz erre a kérdésre. *William Scott*, Polányi életrajzírója szerint Polányi nagy megelégedést érzett a 30-as évek elején, mert azt hitte, beigazolódott eredeti adszorpciós elmélete. A kémiai történetész *Mary Jo Nye* az esetről szóló kiváló tanulmányában hozzátette, hogy 1932-ben Herbert Freundlich, Polányi már említett kollégája publikált egy cikket, amelyben a két rivális elmélet között kompromisszumot igyekezett teremteni. Polányi ezzel szemben úgy gondolta, hogy Langmuir formulája egyszerűsítő idealizáció, amelyet speciális esetként le lehet vezetni saját általánosabb elméletéből. Ez volt Polányi végső álláspontja az ügyben.

Mire azonban Polányi megtalálta azt az érvelést, amelyet meggyőzőnek gondolt, a gázadszorpció egész problémaköre kikerült a tudományos érdeklődés frontvonalából. Csak a specialista szakértők érdeklődtek iránta, az általános szakértők elfordultak az egész témától. Időközben Langmuir megközelítése mély gyökeret eresztett a fizikai kémiában. Ez maradt a standard elmélet a legbelső kör számára. A tudósközösség Langmuir sikerét a lehető leglátványosabb módon ismerte el: odaítélte számára az 1932-es kémiai Nobel-díjat a felületi kémiában elért eredményeiért. Nobel-előadásában Langmuir nem is említette Polányi nevét, viszont érvelt a többrétegű adszorpció lehetőségé ellen [7].

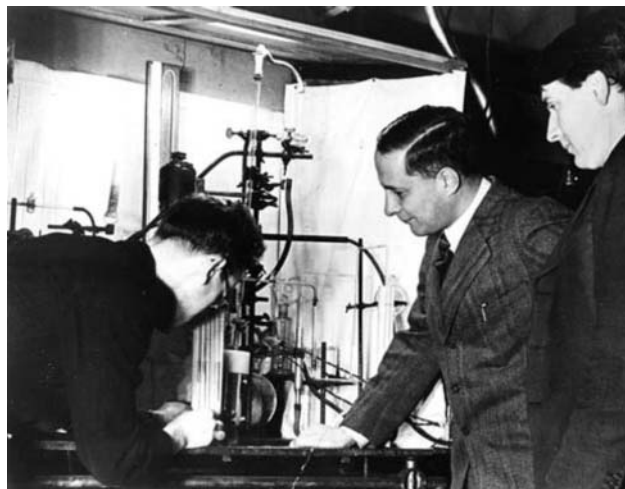
Polányi tisztában volt azzal, hogy adszorpciós elmélete nem kapott széleskörű elismerést annak elle-

nére, hogy meg volt győződve arról, hogy elmélete szilárd alapokon nyugszik.³ Scott és Molesky idéz egy levelet, amelyet Polányi egyik barátjának írt: „Kinek a sorsa jobb, az enyém vagy Langmuiré? Az én elméletem tökéletesen igaz, de nincs elfogadva. Langmuir elmélete téves, de nagyon híres... Langmuir jobban járt.” [8]

A későbbi időkben a gázadszorpció egész ügyét bonyolultabbnak tartották. A gáz és az adszorbens tulajdonságaitól függően különböző mechanizmusokat és izotermákat használtak az adszorpció különböző fajtáinak magyarázatára. Bizonyos típusúakat nem tudtak értelmezni a többrétegű adszorbeált gáz feltételezése nélkül. Az adszorpcióspotenciál-elmélet tehát életben maradt. Mind Mary Jo Nye, mind William Scott példákat sorol arra, hogyan talált utat az elmélet az amerikai tankönyvirodalomba [9]. Az 1950-es, 1960-as évek magyar tankönyvirodalma szintén ismertette Polányi elméletét, sőt ennek modernizált változatait is, például *M. Dubinyinét*. A többrétegű adszorpció feltételezést több számítási módszer is felhasználja, közöttük a nagyon sikeres Brunauer–Emmett–Teller-egyenlet (BET-egyenlet), ami szintén azt mutatja, hogy Polányi elméletét így vagy amúgy végül csak befogadta a fősodor is. Az adszorpció két alapvető fajtájának egyikévé vált, amelyet fiziszorpciónak (fizikai adszorpció) neveznek. Itt a kötési energia kisebb, mint 10 kcal/mol. A másik adszorpciófajtát kemiszorpciónak (kémiai adszorpció) nevezik; ez a Langmuir-féle adszorpció, amelyben a kötési energia 10 kcal/mol-nál nagyobb.

Filozófiai motivációk

Polányi meglepően ragaszkodott az egyik fiataalkori elgondolásához. Évtizedekkel a vita után, a késői 1940-es évektől kezdve áttért a fizikai kémiáról a filozófiára, mégpedig Angliában, ahova átköltözött a náci Németországból. Filozófiai műveiben elmagyarázta bátor ragaszkodását az olyan tudományos elméletekhez, amelyek közül némelyeket elfogadtak, némelyeket nem. 1958-ban jelent meg legfontosabb filozófiai műve, a *Personal Knowledge (Személyes tudás)*. Az igen nagy hatású tudományfilozófiai munka középpontjában a kulturális, morális és tudományos elköte-



Polányi Mihály laboratóriumában, Manchesterben 1940 táján.

lezettség áll. Az elkötelezettség (commitment) Polányi egyik központi fogalma a hallgatólagos tudás, a fokális és járulékos tudatosság stb. mellett. Terminusai fogalmi eszközök a felfedezés elemzéséhez, amivel már önmagában is szembement a tudományfilozófia fősodrával, amely az igazolást vizsgálja, figyelmen kívül hagyva „a felfedezés kontextusát”. A logikai pozitivizmus a felfedezést esetlegesnek, pszichológiai és szociológiai természetűnek tartotta, alkalmatlannak filozófiai vizsgálatra. Polányi úgy gondolta, hogy a tudományos gondolatok a szisztematikus kutatás előtt születnek, valamiféle előzetes tudásként vagy hitként, és a kutatás szerepe a már megszületett gondolatok artikulálása és igazolása, nem pedig előállítás. Ezért a jó kutatómunka előfeltétele a hit valamilyen gondolatban, amely a tudományos munka során merül fel a kutatásban. Egész filozófiája a hitről és elkötelezettségről szól és ezeken is alapszik akkor is, amikor tudományról, ismeretelméletéről beszél, és akkor is, amikor erkölcsről, vallásról vagy éppen esztétikáról. Számára a hit istenben, az igazságban vagy a szépségben egy és ugyanazt jelentette.

Polányi évtizedekkel az adszorpciók modelljét illető súlyos bírálat után dolgozta ki filozófiai elméletét. Mégis nehéz szabadulni attól a gondlattól, hogy a vita során tanúsított makacs ragaszkodása saját elgondolásához összefügghetett valamiféle ismeretelméleti meggyőződéssel, mély hittel a többrétegű adszorpció lehetőségében, elkötelezettséggel modellje iránt. Különösen erős hit és elkötelezettség nélkül nem képviselhette volna ilyen kitartóan elgondolását, e nélkül földalta volna és elmenekült volna a tudomány környékéről is. Ez a különös makacsság ad alapot arra, hogy elfogadjuk Polányi rekonstrukcióját az adszorpciók elmélet történetére vonatkozóan, hogy ne tekintsük elbeszélését fabrikációnak, amely csupán későbbi filozófiáját hivatott alátámasztani vagy illusztrálni. A makacs kitartáshoz az új ontológiai elkötelezettség mellett sajátos ismeretelméleti elkötelezettségre is szükség volt, azaz a meggyőzés még egy nem-szubsztantív eszközére is, hogy Pera fogalmát alkalmazzuk ismét.

³ Egy nem természettudós (közgazdász) diák, *Paul Craig* találkozott Polányival a 60-as évek elején, és egészen Polányi haláláig, 1976-ig szoros kapcsolatban maradt vele. Scott és Molesky Polányi-életrajzára reflektálva azt írja Craig: „az egyetlen, amit elmondhatok Scott beszámolójáról Michael tudományos életéről, az az, hogy a adszorpcióspotenciál-elmélete nagyobb szerepet töltött be Michael gondolkodásában, mint amit az életrajz mutat. Scott részletesen bemutatja Michael elméleti munkáját és ennek előrehaladását, de Scott simábbnak és kevésbé vitatható tapasztalatnak ábrázolja, mint ahogy én emlékszem Michael elmondása alapján. Azt a benyomást szereztem Michaeltól, hogy ez az elmélet fenyegette tudományos karrierjét, és nem tudta meggyőzni kollégáit még akkor sem, amikor elméletét tökéletesen igazolta, és nem engedték meg, hogy tanítsa az elméletet Manchesterben.” Paul Craig Roberts: *Michael Polanyi: A Man for All Times. Tradition & Discovery. The Polanyi Society Periodical 32/3 (2005–2006) 15–18.*

1963-ban, visszaemlékezve kalandjaira az adszorpciós potenciál-elmélettel, Polányi azt írta a *Science*-ben, hogy a szigorú elutasító bíráló után „hitem az elméletben érintetlen maradt”. És így folytatta: „immunis maradtam az ellenvetésekre, de fegyvertelen maradtam a cáfolatokkal szemben” [1]. *Wigner Jenő*, Polányi tanítványa és barátja azonban így emlékezett vissza: „E sorok írója [Wigner] emlékszik, hogy amikor bizonyos kísérleti eredményeket mutatott Polányinak, amelyek erősen támogatták az adszorpció többrétegű jellegét, Polányi megdöbbszent.” [10]

A periféria heurisztikus szerepe

Polányi fiatal korában született hite a többrétegű adszorpcióban Budapesten látott napvilágot. Ebben az időben két szempontból is periférikus helyzetben volt. Először, orvosként nem tartozott a hazai kémikus közösséghez, másodsor pedig maga a magyar kémikus világja is a német központú tudományos világ perifériáján működött, a „periféria” kifejezést leíró és nem értékelő értelemben használva, azaz nem azt állítva, hogy itt nem születhettek fontos eredmények és nem dolgozhattak kiváló elmék. Polányi diákévei alatt Tangl Ferenc fiziológiai laboratóriumában dolgozott, tehát nem vegyészek között. Tangl nyitott elméjű professzor volt, aki méltányolta Polányi ébredő érdeklődését az elméletek iránt a fizika, fizikai kémia és a termodinamika területén. Ez az érdeklődés még az egyetemi évek előtti időszakból származott, amikor elkezdte olvasni Walter Nernst elméleti fizikai kémia tankönyvét. A Tanglnál végzett laboratóriumi munka során sikerült mélyebben megértenie a könyv tartalmát. Ugyanitt olyasféle vizsgálatokat folytatott, mint a termodinamika második főtételének alkalmazhatósága állati szervezetekre, vagy a kolloid anyagok bizonyos tulajdonságai, például duzzadás, ozmózisnyomás és adszorpció. Munkájához Nernst könyve adta az elméleti alapokat.

Az I. Világháborúban Polányi az Osztrák–Magyar Monarchia hadseregében segédorvosként, majd főorvosként teljesített szolgálatot. 1914-ben diftériát kapott, majd vesebántalmakban szenvedett. A kórházban olvashatta el a Német Fizikai Társaság folyóiratát, benne a már említett saját cikke Nernst törvényéről, amelyet részben Einstein inspirált, és amelyet Polányi tudományos pályája kezdőpontjának tekintett. Az övé után következő cikket történetesen *Arnold Eucken* írta, mégpedig a gázadszorpcióról. Eucken feltételezte, hogy az adszorbeált anyagot az adszorbens felületén komprimálja egy erő, amely az adszorbens felületéről indul. Néhány feltevessel élt, azonban elmélete homályos maradt a kompressziót előidéző erő természetét illetően.

Ez a cikk volt Polányi elméletének közvetlen forrása. Eucken, a későbbi vitában Polányi szövetségese, használta az „adszorpciós potenciál” kifejezést is, ezért némelykor Polányi–Eucken-elméletéről beszél az utókor. Kórházi magányában Polányi elgondolkodott Eucken

megközelítésén, és támadt néhány újszerű ötlete. A többrétegű adszorpció lehetősége Polányi bibliájából származott, Nernst említett tankönyvéből. Nernst említette a svéd *Lagergren*t, aki 19. század utolsó éveiben föltételezte, hogy az adszorbeált gázok komprimált állapotban vannak, és több rétegben helyezkednek el az adszorbens felületén. Polányi ezeket az elméleteket kombinálta össze saját ötleteivel, amelyek klasszikus termodinamikai tanulmányaiból eredtek.⁴

Periférikus izoláltságában Polányihoz nem jutottak el azok az elméletek, amelyek éppen a legdivatosabbak voltak a centrumban. Elolvassott néhány olyan írást, amelyek nem tartoztak tananyagához, és amelyek nem tartoztak az orvosegyetemi közösség helyi kultúrájához sem (amely közösséget nem túlságosan érdekelte az abszorpció). Orvostudományi diplomája után, 1917-ben doktori fokozatot szerzett kémiából is, mégpedig az adszorpcióról írt dolgozatával. Tudós akart lenni, és úgy gondolta, könnyebb lesz az útja a kémikus fokozattal, mint az egyszerű orvosi diplomával. Fizikai kémikus bírálója, *Buchböck Gusztáv* nem kifogásolta a többrétegű adszorpciós modellt. „Szerencsém volt, hogy az elméleti fizika professzor a budapesti egyetemen teljesen tudatlan volt, elfogadta elméletemet PhD disszertációként 1917-ben.” – emlékezett Polányi [1]. Minden esetre Polányi indokoltan gondolta, hogy eredményei meggyőzőek.

Azt lehet tehát mondani, hogy Polányi adszorpciós-potenciál-elmélete azért jött létre, mert a magyar periférián még nem ismerték a legújabb elméleteket. „Sohasem alkottam volna meg elméletemet,” – írta Polányi – „még kevésbé tettem volna annyi erőfeszítést igazolásáért, ha jobban ismertem volna a fizika akkori fejleményeit. Mi több, az, hogy kezdetben nem ismertem az erőteljes, de hamis ellenvetéseket, melyeket gondolataimmal szembesgeztek, megóvta elgondolásaimat attól, hogy hamvukba haljanak.” Ez a perifériáról származó rosszul értesültség heurisztikus értékéről szóló tömör és pontos leírás [1].

Budapesten a 20. század második évtizedében is uralkodott még a klasszikus termodinamika mechanikán alapuló ontológiája. Megjelent ugyan a szakirodalomban az akkor modern ontológia is, de nem járta át a tudóstársadalmat, nem befolyásolta a tudomány gyakorlatát. Egy ambiciózus és érdeklődő fiatal elolvashatta a centrumban dísó nézeteket, mert az irodalom német nyelven hozzáférhető volt, ám ezeket nem közvetítette magyarul a tudósközösség. Az ilyen érdeklődést az intézményesült tevékenységen kívüli magánügynek lehetett tekinteni. A helyi közösség németközponú volt, de mindig egy lépéssel a köz-

⁴ Polányi fia, *John C. Polányi*, Nobel-díjas fizikai kémikus az adszorpció sztorit így értelmezte: „Michael a háború utolsó éveit (1916–1917) adszorpciós elméletének kidolgozásával töltötte. Az elmélet a termodinamikán alapult. Ez azt jelenti, hogy alapjában statisztikai jellegű volt, azaz a molekulákat mint sokaságot tekintette. De fontos és éleslátó elmélet volt a maga korában. Mivel azonban figyelmen kívül hagyta a korabeli gondolkodást, az volt a sorsa, hogy évtizedekig elutasítsák. Ez az amatőrizmus ára.” John Polányi: Michael Polanyi, *The Scientist. Polanyiana. 12/1–2* (2003) 117–121.

pont mögött. A tudomány szervezeti rendszere, a személyes kapcsolatok, az alapvető ismeretek Németországból érkeztek ottani tanulmányok, olvasmányok vagy éppen személyes konzultációk révén. Németországban bírálták el, hogy helyesen sajátították-e el az elgondolásokat, technikákat, normákat, és olyasmik alapján ítélték meg, mint az ottani publikációk, meghívások, állásajánlatok és hasonlóak.

A budapesti vezető személyiségek többsége – köztük *Eötvös Loránd* – nem érdeklődött még a Maxwell-féle elektrodinamika iránt sem, nem is beszélve az anyagszerkezet elektromos szemléletéről, az egész elektromágneses világképről, amely egyébként rövid életűnek bizonyult. Mindez persze nem maradt teljesen ismeretlen, csak nagy kételkedés övezte ezeket, és semmiképpen sem kerültek a legbefolyásosabb professzorok kutatásainak fókuszába. Persze Németországban sem a legújabb eredmények irányították az egész természettudományos kutatást. Például Freundlich és csoportja nem sokat törődött velük, mivel eredményeik és sok más kutató eredményei is értelmezhetők voltak az új elméletek nélkül is. A magyar periférián a 19. századi fogalmakkal való gondolkodás azonban csaknem kizárólagos volt. 1914-ben, amikor Polányi kidolgozta az adszorpció potenciálméletét, még nem állt kapcsolatban *Hevesy Györggyel*, aki 1919-ben lett Polányi főnöke, és aki már 1913-ban tartott előadásokat Budapesten a radioaktivitásról, elektronelméletről, *Rutherford* és Bohr atommodelljéről és hasonlókról.

Az érdeklődők mindezekről olvashattak idegen nyelven, sőt a magyar ismeretterjesztő irodalomban is, vagy elmehettek tanulni a centrumba. Hazatérésük után elmondhatták kollégáiknak és diákjainak, mit tanultak ott. Ezeken a csatornákon diffundált a tudományos ismeret. A magyar tudósközösség nem működött távol a centrumtól, és nem is különbözött nagyon a némettől, ezért nem volt szükség a legújabb gondolatok bonyolult értelmezésére, hogy megfeleljenek a helyi szellemének. Az akadémiai tudomány Magyarországon inkább a vidéki német vagy osztrák tudósközösséghez hasonlított, helyi színekkel, de nem szakadékszerű különbségekkel a centrumhoz képest. Ezért a tudományos gondolatok befogadása és méltányolása nem okozott elvi nehézséget, legfeljebb némi késedelem keletkezett.

Összefoglalva tehát az mondható, hogy Polányi adszorpció elméletét azért alapozta a 19. századi klasszikus termodinamikára, mert nem ismerte az elektromos kölcsönhatásokon alapuló intermolekuláris erőket, amelyek 1920 körül meghatározták a centrum vezető köreinek gondolkodását. Ámde régi vágású, elmaradott modelljének volt még heurisztikus értéke. *Lakatos Imre* terminusaiban azt mondhatjuk, a klasszikus termodinamikai modell, mint kutatási program még rendelkezett progresszív elemekkel. Polányi a progresszív elemekre támaszkodott, de a centrum belső köréhez tartozó bírálói elutasították elgondolását, mondván, hogy az adszorpció potenciál modellje idejétmúlt, elmaradott, szemben a mo-

dern elméletre támaszkodó Langmuir-féle modellel. Polányi hitt saját megközelítésének értékben azután is, hogy megismerte Langmuirét, amely a vezető tekintélyek szerint fejlettebb volt. Polányi nem tudta meggyőzni bírálóit olyan érvekkel, amelyek az elektromágneses ontológián alapultak, mert Langmuir modellje plauzibilisebbnek látszott ebben a fogalmi keretben. A kvantummechanikai ontológia azonban meggyőző érveket szolgáltatott az adszorpcióspotenciál-elmélete mellett, és Polányi már az elektromágneses érvelést látta idejétmúltnak, sőt hibásnak. Így tehát a periférikus rosszul informáltság helyzete előnyösnek bizonyult Polányi számára, aki egyfelől úgy gondolta, hogy a tudományos gondolatok a beléjük vetett hitben gyökereznek, másfelől úgy, hogy még egy kívülről is meggyőzheti a nagy tekintélyeket saját elgondolásainak igazáról, hogyha megfelelő érveket talál elgondolása alátámasztásához. Polányinak sikerült megtalálnia ezeket az érveket, de csak akkor, amikor már maga is a centrumban dolgozott, sőt maga is a centrum részévé vált Németországban. Itt csakugyan értesülhetett a legújabb nézetekről, amelyek hozzásegítették ahhoz, hogy Fritz Londonnal igazán erős érvet dolgozzon ki. Originális ötlete számára a periféria szolgáltatva a stimuláló intellektuális kontextust, de a centrum nélkülözhetetlennek bizonyult ahhoz, hogy az ötletet védhetővé is tegye. Polányi a centrumba költözött, de frusztráltságát egész életében megőrizte, mert úgy érezte, hogy erős érve túlságosan későn érkezett.

Irodalom

1. M. Polanyi: The Potential Theory of Adsorption. *Science* 141 (1963) 1010–1013.
2. Polányi korai cikkei az adszorpcióra vonatkozóan: M. Polanyi: Adsorption, Quellung und osmotischen Druck von Kolloiden. *Biochemische Zeitschrift* 66 (1914) 258–268; M. Polanyi: Über Adsorption und Kapillarität vom Standpunkte des II. Hauptsatzes. *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 88 (1914) 622–631; M. Polanyi: Über die Adsorption vom Standpunkt des dritten Wärmesatzes. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 16 (1914) 55–80; M. Polanyi: Adsorption von Gasen (Dampfen) durch ein festes nichtflüssiges Adsorbens. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 18 (1916) 1012–1016.
3. I. Langmuir: The adsorption of gases on plane surfaces of glass, mica and platinum. *Journal of the American Chemical Society* 40 (1918) 1361–1403.
4. H. M. Collins, Robert Evans: The Third Wave of Science Studies: Studies of Expertise and Experience. *Social Studies of Science* 32/2 (2002) 242.
5. H. M. Collins: *Changing Order: Replication and Induction in Scientific Practice*. London, Beverly Hills, New Delhi 1985, 142.
6. F. London, M. Polanyi: Über die atomtheoretische Deutung der Adsorptionskräfte. *Die Naturwissenschaften* 18 (1930) 1099–1100.
7. I. Langmuir: *Surface Chemistry*. Nobel Lecture, 14 December 1932. Megtálalható: <http://nobelprize.org/nobelprizes/chemistry/laureates/1932/langmuir-lecture.html>
8. W. T. Scott, M. X. Moleski, S.J.: *Michael Polanyi: Scientist and Philosopher*. Oxford University Press, Oxford, 2005, p. 112.
9. Mary Jo Nye: At the Boundaries: Michael Polanyi's Work on Surfaces and the Solid State. in *Chemical Sciences in the 20th Century*, ed. C. Reinhardt (Weinheim: Wiley-VCH, 2001), 249.
10. E. P. Wigner, R. A. Hodgkin: Michael Polanyi, 12 March 1891–22 February, 1976. *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society* 23 (1977) 412–448.

GYAKORLATI PÉLDÁK ÉS FELADATOK AZ ÁLTALÁNOS ISKOLAI FIZIKAOKTATÁSBAN

Zátonyi Sándor
Sopron

Az elmúlt évtizedekben rohamosan nőtt azon eszközök, gépek, berendezések száma, amelyeket a fizika legújabb kutatási eredményei alapján alkottak meg. Felsorolásuk szinte lehetetlen. Példaként említhetjük a számítógépet, a hozzá kapcsolt nyomtatót, a napelemeket, a napkollektorokat, a mobiltelefont, a videófilmet, a DVD-lemezt, az MP3 és az MP4 lejátszót, a bankkártyát, az üzletek árleolvasóit, az autókban alkalmazott navigátort.

A tanulók ismeretei és a fizika eredményeinek modern alkalmazásai

A tanulók az általános iskolában – szükségszerűen – a fizikának csak az alapjait sajátíthatják el. Ugyanakkor a fizika tudományos eredményei közül egyre többet alkalmaznak a gyakorlatban, olyan készülékekben is, amelyeket a tanulók is ismernek, használnak. A különbség egyre nagyobb az elsajátított ismeretek és az alkalmazások mennyisége, szintje között.

Mi lehet a megoldás erre az egyre növekvő különbségre?

Nyilvánvalóan azt nem lehet megvalósítani, hogy részletesen megismertessük a tanulókkal ezeknek a gyakorlati alkalmazásoknak a működési elvét, szerkezetét. Az sem lenne célszerű, ha szót sem ejtenénk legalább a legfontosabb gyakorlati alkalmazásokról. Az iskola alapvető funkciói közé tartozik többek között, hogy választ adjon a környező világ által felvetett kérdésekre, érzékeltesse a tudomány és a gyakorlati élet közötti kapcsolatokat. Ezen túlmenően, az általános iskolai tanulók számára – a kísérletezés mellett – éppen a gyakorlati alkalmazások megismerése jelenti a legfőbb *motivációs bázist*, ami nélkül nem lehet eredményes, hatékony a tanításunk.

Vannak olyan felnőttek, akik meggyőződéssel állítják, hogy azért választották a mérnöki pályát, mert iskolai tanulmányaik során a fizikaórákon gyakran hallottak érdekes, az akkoriban aktuális, fizikával kapcsolatos dolgokról, amelyek felkeltették érdeklődésüket.

Mindebből adódóan a gyakorlati alkalmazások megismertetésének olyan szintű fokozatait célszerű alkalmaznunk, amelyek – az adott alkalmazás jellegétől és a tanulók ismereteitől függően – az egyszerű

rácsodálkozástól a működési elv lényegének megértéséig terjednek.

A fizika gyakorlati alkalmazásainak ismertetése jelentősen hozzájárulhat a tanulók *gondolkodásának* fejlesztéséhez, mivel az ismertetés során ismételt kapcsolatokat kell teremtenünk a konkrét valóság és az elvont, általánosított ismeretek között. Miközben újra és újra, mindkét irányban áttér a tanuló az egyik szintről a másikra, gondolkodási műveleteket végez.

Gyakorlati példák az új ismeretek feldolgozásában

Az új ismeretek elsajátításának egyik fontos feltétele, hogy azok valamilyen módon kapcsolódjanak az *előzetesen tanult* fogalmakhoz, összefüggésekhez, vagy *korábbi tapasztalatokhoz*. Egy-egy új témakör tanítása kezdetén sok esetben nincs olyan fizikai ismeret, amelyhez közvetlenül kapcsolhatnánk az új fogalmat, összefüggést. Ebben az esetben a tanulók iskolán kívül szerzett tapasztalataiból célszerű kiindulnunk.

A felhajtóerő fogalmát például a következő gyakorlati példák kiindulva vezethetjük be:

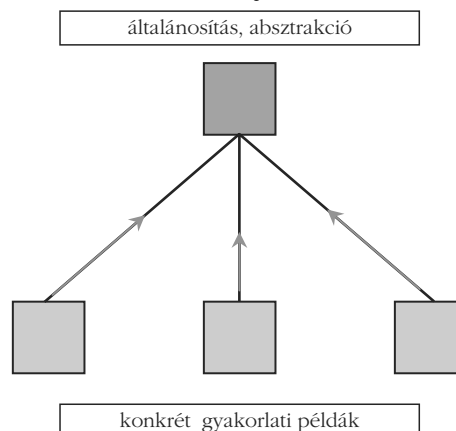
– Amikor a víz alá nyomjuk a labdát, akkor érezzük, hogy felfelé irányuló erő hat a labdára.

– Ha a parafadugót a víz alatt tartjuk, majd elengedjük, akkor a parafadugó a rá ható erő hatására a víz felszínére jön.

– A gumimatraca is akkora felfelé irányuló erő hat, hogy még a rajta levő fürdőzőt is képes fenntartani.

Ezek szerint a vízbe merülő *testekre* felfelé irányuló erő hat. Ezt az erőt *felhajtóerőnek* nevezzük.

1. ábra. Általánosítás a példák elemzéséből.



Miközben eljuttatjuk a tanulókat ehhez a megfogalmazáshoz, célszerű észre vétetnünk, hogy a labda, a dugó és a matrac szó helyett a *test* szót használtuk. Közben a konkrét példákban olyan kifejezéseket alkalmaztunk, amelyek előkészítették a felhajtóerő fogalmát. (A labda *felfelé* nyomja a kezünket; a dugó a *víz felszínére jön*; a matracra irányuló erő *fenntartja* a fürdőzőt.) A példák elemzése során eközben *általánosítást* végeztünk (1. ábra).

Ezzel párhuzamosan a konkrét szintről áttértünk az absztrakt szintre (labda, dugó, matrac helyett → *test*; az ezekre ható konkrét hatások helyett → *felhajtóerő*).

Gyakorlati feladatok az alkalmazás fázisában

Konkretizálás

Amikor közvetlenül az új anyag feldolgozása után, az óra végén feladatokat oldatunk meg a tanulókkal, hamar felismerik, hogy az újonnan megismert fogalmakat, összefüggéseket kell alkalmazniuk; nem kell más fejezetek anyagában keresgélniük. Ehhez *konkretizálniuk* kell az általánosított fogalmakat, összefüggéseket a feladat konkrét tartalmához.

Példa: Az autó súlya 12 000 N, a gumibroncs 0,06 m²-en érintkezik a talajjal. Mekkora az autó talajra ható nyomása?

A megoldás első lépéseként fel kell idéznie a tanulóknak a megismert új összefüggést:

$$\text{nyomás} = \frac{\text{nyomóerő}}{\text{nyomott felület}}; \quad p = \frac{F}{A}.$$

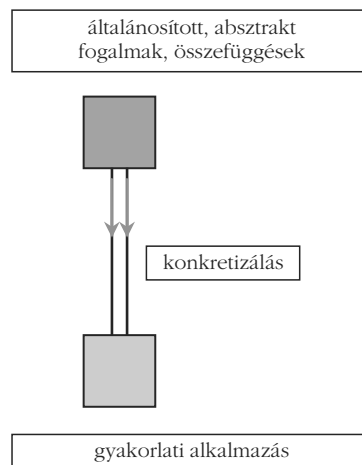
Ezt követően a tanulóknak fel kell ismerniük, hogy a nyomóerő ebben az esetben az autó súlya, a nyomott felület pedig a gumibroncs talajjal érintkező felülete. Az összefüggésben szereplő, általánosított, absztrakt fogalmakat (nyomóerő, nyomott felület) tehát konkretizálniuk kell a feladat szövegében szereplő konkrét dolgokra (az autó súlya, a gumibroncs talajjal érintkező felülete) (2. ábra).

Másodlagos absztrakció

A fentiekől eltérő gondolkodási műveletekre van szükség akkor, ha az új anyag feldolgozását követően, távoli időben oldatunk meg gyakorlati feladatot a tanulókkal. A tanulóknak a megoldás során a feladat konkrét tényeiből kell kiindulniuk; ezekhez kell megkeresniük azt az általánosított, absztrakt fogalmat, összefüggést, amelyet felhasználhatnak a feladatban megfogalmazott kérdés megválaszolásához. Gyakorlatilag ahhoz hasonló absztrakciós utat kell bejárniuk, mint amilyent az új fogalom, illetve összefüggés megismerése során bejártak. Ennek megfelelően, ezt a gondolkodási műveletet – a pszichológusok egy része – *másodlagos absztrakciónak* nevezi.

Ezt követően kerülhet sor a felismert, általánosított fogalom, összefüggés konkretizálására az adott feladat feltételeinek megfelelően (3. ábra).

Példa: Víz alá nyomjuk a 3 dm³ térfogatú labdát. Mekkora felhajtóerő hat rá?



2. ábra. Az összefüggésben szereplő, általánosított, absztrakt fogalmak konkretizálása.

A megoldás során a másodlagos absztrakció lépései a következők lehetnek: a labda térfogata 3 dm³ → a kiszorított víz térfogata 3 dm³ → a kiszorított víz súlya 30 N.

A tanult összefüggés felismerése, felidézése: a felhajtóerő nagysága egyenlő a kiszorított folyadék súlyával. Konkretizálás: a felhajtóerő egyenlő a kiszorított víz súlyával, vagyis 30 N a felhajtóerő.

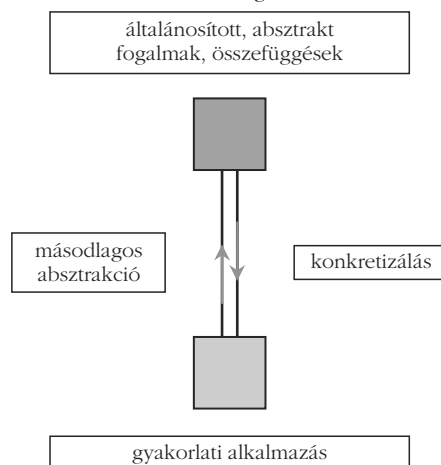
Kapcsolatkeresés

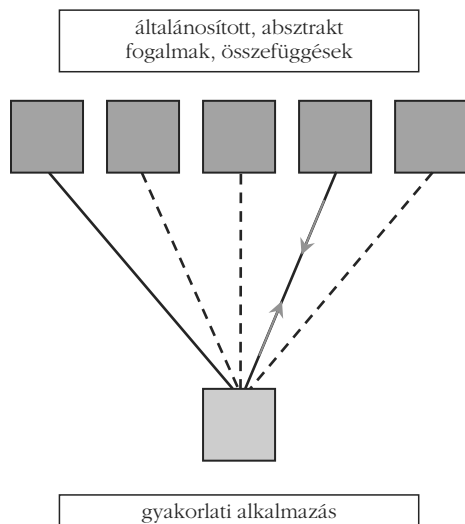
Általános tapasztalat, hogy gyengébb teljesítményt érnek el a tanulók ugyanolyan típusú feladatok megoldásában a témakörök végén, mint az új anyag feldolgozását követő időszakban. Ennek egyik oka a felejtés, de az eredményeket negatívan befolyásolja az is, hogy a feladatok egy részének megoldása során az eddigiektől eltérő gondolkodási műveleteket kell alkalmazniuk.

A témakörök végén megoldott feladatok esetében nem mindig magától értetődő, hogy a tanult fizikai ismeretek közül melyiket kell alkalmazniuk az adott feladat megoldásához.

Példa: Lefékezzük a kerékpárt. Ha megfogjuk a hátsó kerékagyat, melegnek érezzük. Miért?

3. ábra. A felismert, általánosított fogalom, összefüggés konkretizálása az adott feladat feltételeinek megfelelően.





4. ábra. A jelenséget megmagyarázó fogalom, összefüggés kiválasztása.

A megoldáshoz fel kell idéznie a tanulóknak emlékezetéből azokat a fizikai ismereteket, amelyek a feladat konkrét tényeivel kapcsolatba hozhatók. A következőkre gondolhat: erő, súrlódás, sebességváltozás, munkavégzés, hőmérséklet-változás. Mindegyik fizikai fogalommal kapcsolatba kell hoznia azt a konkrét tényt, hogy a kerékagy felmelegszik. Ezek közül ki kell választania azokat, amelyekkel ténylegesen, közvetlenül meg lehet magyarázni a jelenséget (súrlódás, hőmérséklet-változás) (4. ábra).

A fizikai ismeretek gyakorlati alkalmazása és a gondolkodás fejlesztése

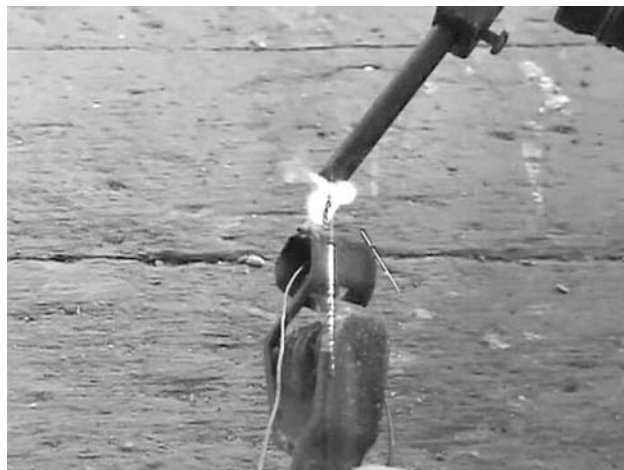
A felnőttek iskolai végzettségük, foglalkozásuk, érdeklődési körük és sok más tényezőtől függően különböző mértékű tájékozottsággal rendelkeznek a fizikai ismeretek gyakorlati alkalmazásairól. Ezt a tájékozottságot részben tudatos tanulással, részben spontán ismeretszerzés révén sajátították el. Fizikaoktatásunk keretében tulajdonképpen ehhez hasonló, különböző szintű tájékozottságot szeretnénk elérni, céltudatos tájékoztatással, a tanulók fizikai ismereteinek megfelelő színvonalon és az alkalmazott eszközök működési elvének, összetettségének szintjétől függő mértékben.

A következőkben ezzel kapcsolatos néhány lehetőséget szeretnénk sorra venni, a teljesség igénye nélkül.

Valamely eszköz működési elvének felismerése, megértése

A fizika viszonylag egyszerűbb gyakorlati alkalmazásai közül vannak olyanok, amelyeknek nemcsak működési elvét, de szerkezetének érdekesebb sajátosságait is megismertethetjük a tanulókkal. Ehhez a tanult fizikai jelenségek, fogalmak, összefüggések komplex felhasználására van szükség.

Amikor például a transzformátorral kapcsolatos ismereteket dolgozzuk fel a 8. évfolyamon, érdekes gyakorlati példaként ismertethetjük meg a tanulókkal



5. ábra. Ívfény a vezetékek és a szénrúd között.

az elektromos hegesztést. Ehhez a következő fizikai fogalmak, összefüggések alkalmazására van szükség: transzformátor, feszültség-átalakítás, áramerősség, ellenállás, Ohm törvénye, az elektromos áram hőhatása, olvadás, fagyás.

A bemutatott DVD-felvételen két fémhuzal elektromos összehegesztését lehetett látni. A hegesztő transzformátor primer tekercsét a 230 V feszültségű hálózati áramforráshoz csatlakoztunk. A szekunder oldalon 24 V volt a feszültség. A szekunder tekercs egyik kivezetéséhez egy fémcsipesz csatlakozott; ebben rögzítettük az összezsavart, megtisztított vezetékeket; a másik végén egy szigetelő nyéllal ellátott szénrúd volt. Amikor a szénrudat a vezetékek végéhez érintettük, ívfény jött létre a vezetékek és a szénrúd között (5. ábra). A két vezeték vége egybeolvadt (6. ábra).

Fizikai összefüggés felismerése ismert eszközön

A tanulók 7. osztályos tanulmányaik során megismerik a légnyomás jelenségét, annak függését a tengerszint feletti magasságtól és a levegő páratartalmától. A tengerszint feletti magasságtól való függés tényleges bemutatásához azonban nagy szintkülönbség, a páratartalomtól való függés megfigyeléséhez pedig hosszú időre van szükség.

6. ábra. Az egybeolvadt két vezetékvég.





7. ábra. Gemeindealpe hegy oldalán közlekedő, nyitott, ülőszékes felvonó útja.



8. ábra. A légnyomásmérő által mutatott 770 Hgmm, közel a felvonó az alsó végállomásához.

Az előadáson bemutatott DVD-filmen azt láthatuk, hogy miként nő a légnyomás, ha a barométert kezünkben tartva, először a hegy tetején, majd lefelé jövet, egyre alacsonyabbra jutva, mérjük meg a légnyomást. A mérést Ausztriában, Mariazelltől 5 km-re, a Gemeindealpe hegy oldalán közlekedő, nyitott, ülőszékes felvonón végeztük (7. ábra). A légnyomásmérő a felső végállomáson, 1626 m magasságban 729 Hgmm-t (azaz 97 kPa-t) mutatott. Lefelé haladva, a készülék egyre nagyobb értéket mért (8. ábra). Az alsó végállomáson, 807 m tengerszint feletti magasságban már 776 Hgmm (azaz 103 kPa) volt a légnyomás.

A felvonó két végállomása között 819 m volt a szintkülönbség. Miközben a felső végállomásról az alsó végállomásra érkeztünk, a légnyomás 47 Hgmm-rel, vagyis 6 kPa-lal lett magasabb.

Fizikai törvény, elv felismerése az eszközök működésében

A témakörök feldolgozását követően, vagy a tanév végi összefoglalások keretében lehetőség van arra is, hogy a tanulók számára olyan feladatokat adjunk, amelyek megoldásához több témakör keretében tanult fizikai ismeretek felhasználására van szükség.

Miután a tanulók megismerték például az általános iskolai tananyagban szereplő energiafajtákat és az energia átalakulását, olyan feladatot fogalmazhatunk meg számukra, amelyben az órák működéséhez szükséges energiafajták felismerését és átalakulását kell megnevezniük.

Néhány példa:

– *Toronyóra* (9.a ábra):¹ az óra működéséhez a láncon függő nehezék magasba húzásával biztosítják az energiát. A nehezék – súlyából adódóan – erőt fejt ki az óra szerkezetére, és azt mozgásba hozza. Köz-

ben csökken a nehezék és a talaj közötti távolság; csökken a nehezék helyzeti energiája. Energiaváltozás: helyzeti energia → mozgási energia.

– *Utcai óra* (9.b ábra): az óra szerkezetét a hálózati áramforráshoz kapcsolt elektromos motor működteti. Energia-átalakulás: elektromos energia → mozgási energia.

– *Ingás fali óra* (9.c ábra): megemeljük a láncon függő, henger alakú nehezéket. A nehezék súlya következtében erőt fejt ki az óra szerkezetére, és azt mozgásba hozza. Energia-átalakulás: helyzeti energia → mozgási energia.

– *Rugós karóra* (9.d ábra): az óra működését a karórában levő rugó „felhúzásával” tudjuk biztosítani. Energia-átalakulás: mozgási energia → rugalmas energia → mozgási energia.

– *Automata karóra* (9.e ábra): amikor a karunkon levő órát járás közben vagy más módon mozgatjuk, a benne levő „billegő nehezék” tehetetlensége miatt ismételt elmozdul. Közben felhúzza a vele összeköttetésben levő rugót. Az ily módon „felhúzott” rugó szolgáltatja az energiát az óra járásához. Energia-átalakulás: mozgási energia → rugalmas energia → mozgási energia.

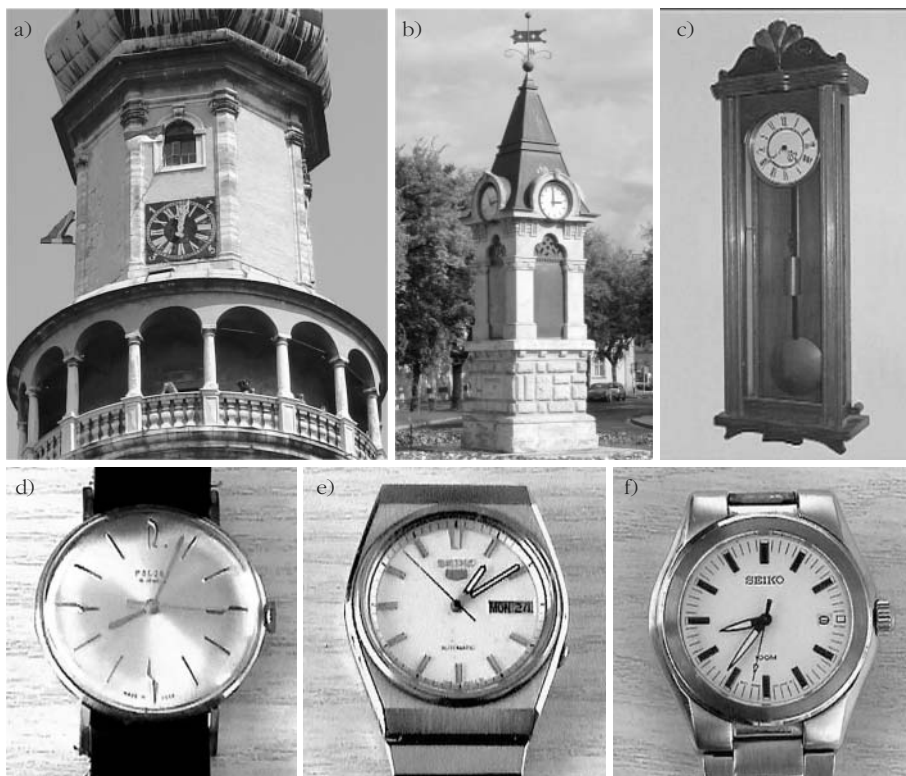
– *Elektromos karóra* (9.f ábra): az óra működéséhez szükséges energiát az órában levő lapos „gomb-elem” biztosítja. Energia-átalakulás: elektromos energia → mozgási energia.

Hasonló jellegű, több témakör anyagához kapcsolódó kérdéseket, feladatokat fogalmazhatunk meg például az autóval vagy a főzéssel kapcsolatosan is.

A fizikai ismeretek alkalmazásának tudatosítása, felismerése

Munkánk, tanulásunk, közlekedésünk, szórakozásunk során alkalmazott eszközök használata közben esetenként célszerű felidézni, tudatosítani azt a tényt, hogy ezeknek az eszközöknek a működése is fizikai ismeretek gyakorlati alkalmazásán alapszik (esetenként más tudományos eredmények alkalmazása mellett). Sok esetben elég csupán a figyelemfelhívás, a fizikai részletek kibontása nélkül.

¹ Az energia-átalakulások a fényképen bemutatott, illetve a ténylegesen szemléltetett órákra vonatkoznak. Egyes esetekben eltérés lehetséges az azonos típusú órák között is. Vannak például olyan toronyórák, amelyek hálózati áramforráshoz kapcsolva működnek.



9. ábra. a) toronyóra, b) utcai óra, c) ingás fali óra, d) rugós karóra, e) automata karóra, f) elektromos karóra.

Napjainkban, az autósok körében egyre elterjedtebbek a navigációs készülékek. Alapszintű megismertetésükhöz elegendő, ha a fizikai fogalmakat csak a hétköznapi szóhasználat szintjén alkalmazzuk (műholdak, rádióhullámok).

A készülék az adott útviszonyokat és a gépkocsi adottságait figyelembe véve számítja ki az út hosszát és a várható menetidőt (10.a ábra). A példaként válasz-

10. ábra. a) A gps kiszámítja az út hosszát és a várható menetidőt. b) Nagy felbontásban mutatja az útvonalat és az autó helyzetét.



tott Sopron–Eger közötti út hossza a kiírt adatok szerint 345 km, az út megtételéhez szükséges idő 3 óra 32 perc.

A navigációs készülék lehetőséget ad arra is, hogy az útvonalat egyre nagyobb felbontásban tekintsük meg (10.b ábra), egészen az utca szintű részletekig.

Útközben folyamatosan láthatjuk a készüléken az autó helyzetét (10.b ábra), és hallhatjuk is a következő irányváltásra vonatkozó figyelmeztetést. A vezetéshez elegendő a hang útján nyert információkat figyelembe venni; vezetés közben ugyanis nem kell és nem is szabad a képernyőt figyelni, a készüléket kezelni.

A navigációs készülék a Föld körül keringő műholdakkal van kapcsolatban (11. ábra). A gépkocsi helyének, mozgásának a meghatározása tulajdonképpen nagyon pontos (atomórához igazodó) idő-

mérésen alapszik. Az USA által felbocsátott és rendszerbe állított 24 műhold hat különböző pályán kering. Mindegyik pályán négy-négy műhold van. Az autó helyének meghatározásához egyidejűleg három műhold adását kell vennie a navigációs készüléknek.



A fizika és a műszaki tudományok újabb és újabb, hasznos, érdekes és az életünket megkönnyítő eszközökkel lepik meg a világot. Nehéz és szép feladat megtalálnunk azt a középutat, amely elvezethet bennünket ahhoz az optimális megoldáshoz, hogy ezekből kiválasszuk azokat a kapcsolódó ismereteket, amelyek szükségesek és elegendőek tanítványaink korszerű fizikai, műszaki tájékozottságához.

11. ábra. A Föld körül keringő navigációs műholdak.



JOBB MA EGY DEPREZ, MINT HOLNAP EGY MULTI

avagy mutatós kísérletek mutatós műszerekkel

Jendrék Miklós

Boronkay György Műszaki Középiskola
és Gimnázium, Vác

A hagyományos műszerek, fizikai eszközök, hétköznapi használati tárgyak – viszonylagos egyszerűségüknel fogva – jó lehetőséget kínálnak működésük megismeréséhez, a bennük fellelhető, illetve az általuk bemutatható fizikai jelenségek tanulmányozására. Ezért az idei (53.) Középiskolai Fizikatanári Ankétára is hagyományos eszközökből és a hozzájuk kapcsolódó kísérletek közül válogattam. Két *Deprez*-műszerre esett a választásom.

A forgótekerces (Deprez) műszerek (1. ábra) felépítése a következő: egy patkómágnes pólusai között tengelyezett tekercs helyezkedik el. A tekercshez, ami az áram mágneses hatása miatt a mágneses mezőben elfordul, egy mutató van rögzítve. Az áramerősséggel arányos forgatónyomatékot spirálrugó deformációja tartja egyensúlyban [1–3].

Műszereinkkel kapcsolatos vizsgálódásainkat azzal kezdjük, hogy meghatározzuk azok méréshatárát és belső ellenállását. Ezt követően olyan kis áramok keltésére alkalmas villamos energiaforrásokat, áramköröket hozunk létre, amelyek közvetlen csatlakoztatása sem tesz kárt műszereinkben. Soros, illetve párhuzamos kapcsolás alapján megpróbáljuk kideríteni, hogy műszereink mennyire közelítik meg az ideálist. Végül alaplóműszerünk segítségével ohmmérőt készítünk. Megvizsgáljuk a különböző kapcsolások sajátosságait, alkalmazhatóságukat.

Belső ellenállás, méréshatár

Az alaplóműszer belső ellenállását legegyszerűbben ohmmérővel mérhetjük meg. Ez a művelet azonban kellő elővigyázatosságot igényel. Ugyanis az ohmmérő saját feszültségforrást tartalmaz. Ez biztosítja, hogy az ismeretlen ellenálláson megfelelő, a méréshez szükséges nagyságú áram folyjon. Állandó terhelő ellenállás mellett, a söntölő hatás miatt, az ohmmérő kapcsain mérhető feszültség a méréshatár növelésével csökken. Erről meggyőződhetünk, ha összekapcsolunk egymással egy ohmmérőt és egy (digitális) voltmérőt. A voltmérő 0,55 V-ot mutatott az ohmmérő méréshatárától függetlenül mindaddig, amíg nem kapcsoltam párhuzamosan a műszerekre még egy néhány kiloohm nagyságú ellenállást. Ekkor, ahogy növeltem az ohmmérő méréshatárát, rendre kisebb feszültsé-

geket mértem. Kellő tapasztalatgyűjtést követően, a polaritás figyelembevételével, a nagy méréshatárra állított ohmmérőt bátran ráköthetjük az érzékeny mikroampermérőre és lemérhetjük annak ellenállását. A méréshatár csökkentésével elérjük műszerünk mutatójának maximális kitérését. Ezt követően leolvassuk a műszer kapcsain eső feszültséget. Az általam vizsgált alaplóműszer belső ellenállása $2\text{ k}\Omega$, teljes kitérésnél 0,2 V feszültség esik rajta. A kapott adatokból következik, hogy a Deprez-alaplóműszer egyaránt alkalmas áram-, valamint feszültségmérésre. Az alábbi kísérletekhez használt műszer méréshatára: $100\text{ }\mu\text{A}$, illetve 0,2 V.

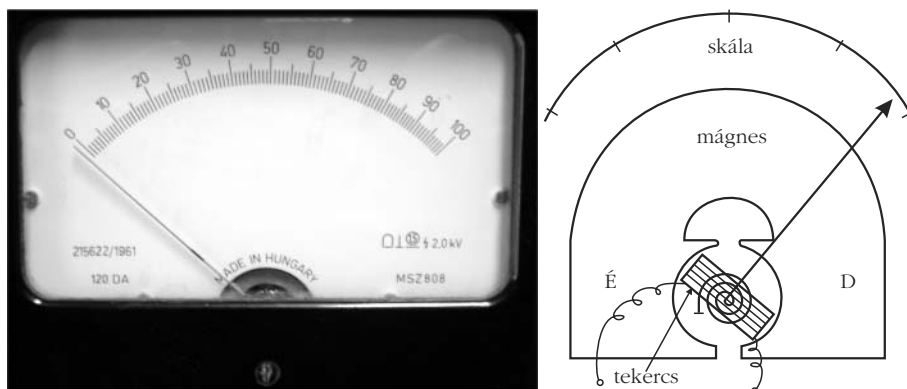
Mielőtt eldöntenénk, hogy melyik feladat – feszültség- vagy árammérés – ellátására alkalmasabbak műszereink, kapcsoljunk rájuk olyan feszültségforrásokat, amelyek millivoltos feszültségek keltésére képesek.

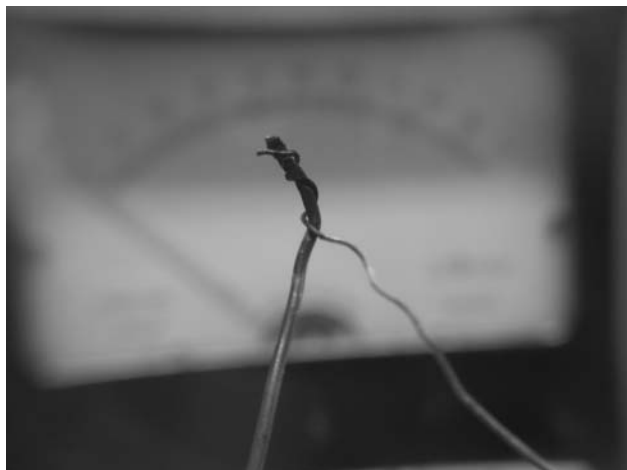
Kisfeszültségű források

1. *Készítsünk termoelemet.* A termoelemek két különböző anyagú, egyik végükön összeforrasztott drótból állnak. Ez a pont a termoelem úgynevezett „érzékelő-pontja” (2. ábra). A leggyakrabban alkalmazott és iskolai felhasználásra is javasolható termoelemek vas- és konstantán-, illetve réz- és konstantándrótból készülnek [4]. (A konstantán 55% Cu és 45% Ni ötvözet.) A vas-konstantán termoelemek $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ – $+1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérséklet-tartományban használhatók. A forrasztási pont hőmérsékletét $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ -kal növelve $0,00005\text{ V}$ termofeszültség-növekedés adódik, tehát a termofeszültség hőmérsékletfüggő.

A réz-konstantán termoelem -200 és $+600\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérséklet-határok közt alkalmazható, $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérsékletváltozásra $0,00004\text{ V}$ feszültségváltozást ad. Tudományos vizsgálatoknál $+1700\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ig platina-platinaró-

1. ábra. Deprez-műszer





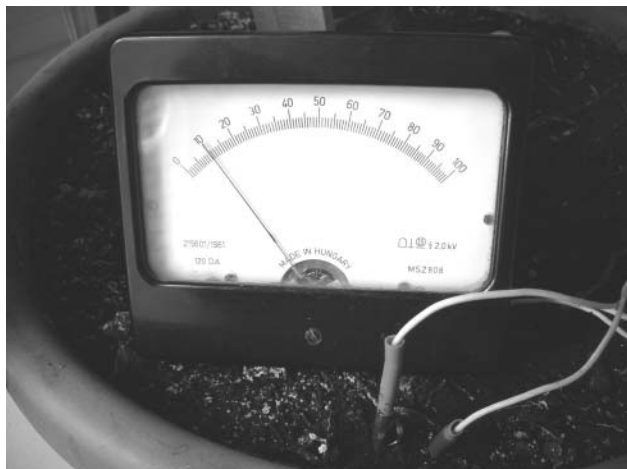
2. ábra. A termoelem „érzékelőpontja”

dium, illetve a nikkel-krómnikkel ($0\text{ }^{\circ}\text{C}$ -tól $+1200\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ig) termoelemeket használják [5, 6]. A termoelemet – a polaritás figyelembevételével – a műszerre kötjük, és érzékelőpontját gyufa, öngyújtó vagy gyertya lángjával melegítjük. Megfigyelhetjük, közben hogyan változik a műszer mutatójának kitérése (3. ábra).

2. *Készítsünk galvánelemet.* Ha nincs kéznél citrom, uborka, alma vagy burgonya, megteszi egy cserép virág is. Szúrjunk a földbe egy réz- és egy vaselektrodát. A réz lehet egy kulcs, a „vas” például egy krokodilcsipesz (4. ábra). Az elektrodák anyagával, távolságával, a talaj nedvességtartalmával változtatható a feszültség. Legalább ilyen jó elemet kapunk, ha ezután az elektrodákat egy pohárba töltött csapvízbe helyezzük.

3. *Próbálkozzhatunk fotoeffektussal is!* Kiváló erre a célra, például a Tesla 1pp 75 típusú félvezető fotodióda [7] (5. ábra). Ugyanakkor elő is állíthatjuk a célnak megfelelő átalakítót egy közepes vagy nagy teljesítményű tranzisztorból (6. ábra). П213 típusú tranzisztor tetejét leválasztottam (lefűrészeltem), és a mikroampermérőhöz a bázis-kollektor átmenetet kapcsololtam.

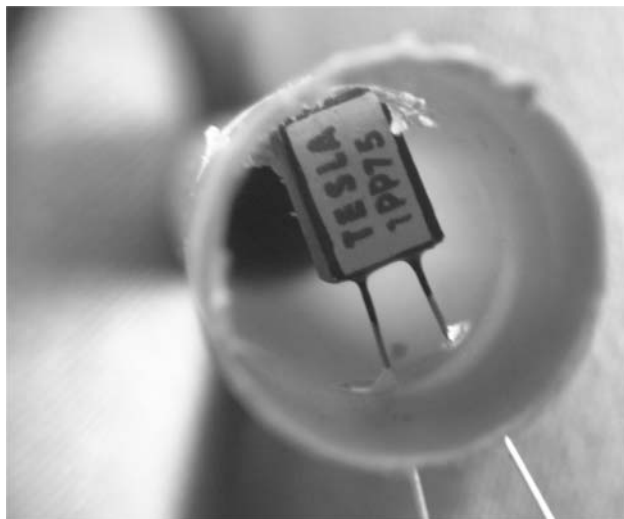
4. ábra. Virágföldből készült galvánelem



3. ábra. A termoelem működése

4. *A fényforrásként használt zseblámpaizzót meg a fotodiódát egy – a villanszerelésnél használatos – 16 mm-es átmérőjű, vékonyfalú (Mű III.) műanyagcső két végén helyezzük el úgy, hogy az izzó és a dióda távolsága változtatható legyen.* Olyan távolságot választunk, hogy a fotodióda által keltett áram biztosítsa a műszer mutatójának megfelelő kitérését (7. ábra). Amennyiben vizsgálni kívánjuk a fotoáram nagyságát a megvilágítás (fényforrás távolságának) függvényé-

5. ábra. Fotodióda



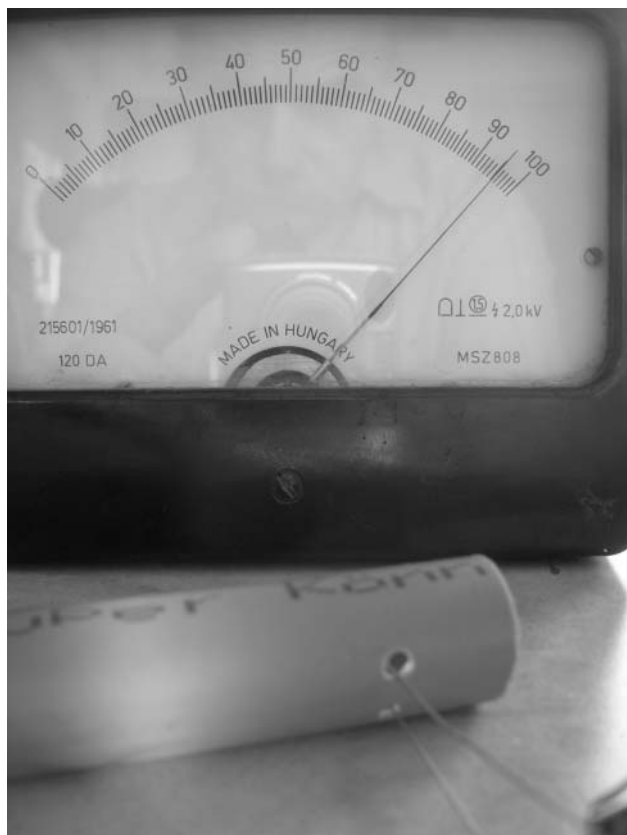
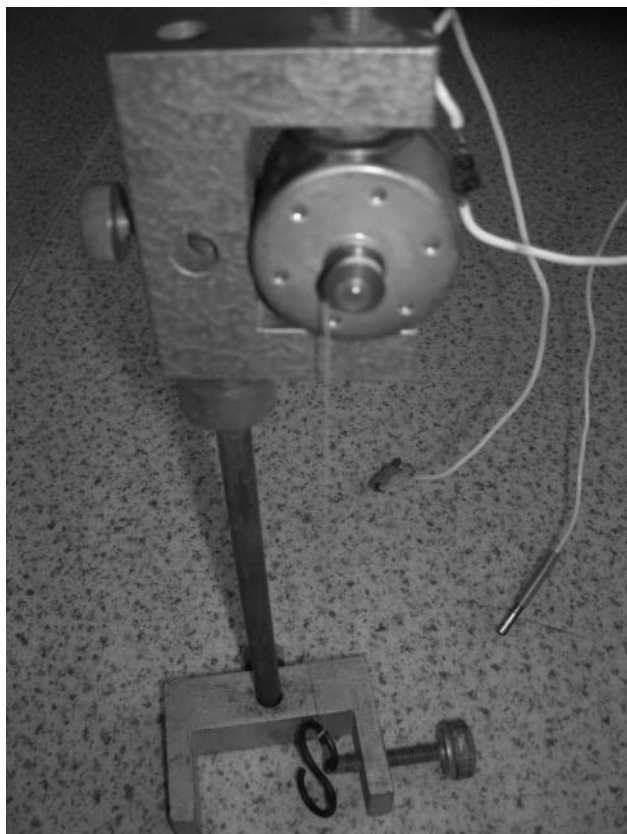


6. ábra. „Fototranzisztor”

ben, célszerű az izzót az öt tápláló vezetékekkel együtt egy másik, például 11 mm-es – milliméterpapírból készített skálával ellátott – csőbe helyezni.

5. Bevethetünk izgalmasabb, reverzibilis folyamatokat, illetve energiaátalakulásokat is szemléltető, látványos eljárást. Vegyünk egy egyenáramú törpefeszültségre tervezett kisteljesítményű motort (8. ábra). Ilyen például régi kazettás magnókból szerelhető ki. Egy vékony fonalat tekerjünk fel a motor forgórészének tengelyére megfelelő feszültségforrás alkalmazásával (motor üzemmódban). A motor tekercsét

8. ábra. Egyenáramú motor



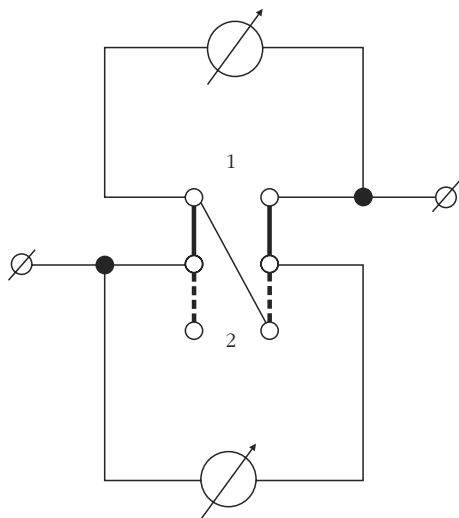
7. ábra. Fotoeffektus

kapcsoljuk a mikroampermérőre (ügyeljünk a polarításra!), majd óvatosan hozzuk forgásba a motor forgórészét a fonál húzásával. A motor generátor üzemmódban feszültséget/áramot indukál, amit jelez a műszerünk.

6. A gyakorlatban talán a legcélravezetőbb, ha kis feszültségű forrást két különböző fajta ceruzaelemből állítunk össze (9. ábra). Ha szembe kapcsoljuk őket, üresjárási feszültségeik kivonódnak, belső ellenállásuk összeadódik. Több elem közül válogatva nagy eséllyel találunk olyan kettőt, amelyek biztosítják a kívánt feszültségértéket.

9. ábra. Szembekapcsolt elemekkel kisfeszültséget állíthatunk elő





10. ábra. Soros-párhuzamos „átalakító”

Mennyire ideálisak a műszerek?

Egy műszer annál jobb, minél kevésbé változtatja meg jelenlétével a mérendő mennyiséget, azaz kevés teljesítményt von el a rendszertől. Az ideális voltmérő ellenállása végtelenül nagy, az ampermérőé végtelenül kicsi. Egy Deprez-műszer ellenállását a tekercséhez felhasznált rézhuzal hossza és keresztmetszete szabja meg. Az általam használt alpműszer belső ellenállása 2 k Ω , ami ideális voltmérőnek kevés, ampermérőnek sok. A műszer okozta mérési hiba nemcsak a belső ellenállás abszolút értékétől, hanem a mérendő áramkör szakaszának ellenállásától is függ. Egy alpműszer méréshatára kiterjeszthető. Ennek következtében – sönt- vagy előtét-ellenállás használatától függően – áram vagy feszültség mérésére alkalmas műszert kapunk. Milyen hatással van a méréshatár növelése az így kapott műszer belső ellenállására? Söntellenállással ellátott műszer annál jobb árammérő, minél kisebb a sönt nagysága, vagyis nagyobb a méréshatár. Ha voltmérőként kívánjuk használni műszerünket és egyre nagyobb előtét-ellenállást alkalmazunk, a méréshatárral arányosan nő a voltmérő eredő ellenállása is, de feszültségegységre jutó ellenállása (a voltmérő „jósága”) állandó marad. Tehát, a mérendő áramköri szakasz ellenállásán múlik, mennyire pontos a voltmérőnk. Analóg voltmérőt célszerű minél érzékenyebb alpműszerből készíteni [8, 9].

Annak eldöntésére, hogy mérőeszközeink mennyire közelítik meg az ideált, vagyis, hogy melyik feladat (áram- vagy feszültségmérés) ellátására alkalmasabbak, vizsgáljuk meg, mit mutatnak a sorosan, illetve párhuzamosan kapcsolt műszerek. Ideális esetben az árammérők ugyanazt az áramot mérik külön-külön is, mint amit sorba kapcsolva. Párhuzamos kapcsolás esetén, egyforma műszereknél – az áramosztás miatt – az áramkörben folyó áram feleződik. A voltmérőknél más a helyzet: párhuzamosan kapcsolt „ideális” műszerek nem befolyásolják a mért értéket, soros kapcsolásnál a belső ellenállásokkal arányos



11. ábra. A „fekete doboz”

feszültségeséseket tapasztalhatunk. A mérést végezzük el kis (millivoltos) és „nagy” (néhány voltos) feszültséggel.

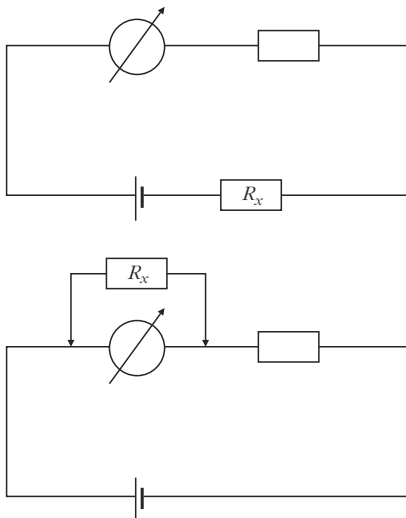
A soros-párhuzamos „üzemmód” váltását célszerű egy egyszerű kapcsolás alkalmazásával végezni (10. ábra). A kapcsoló 1. helyzetében a két műszer párhuzamosan, míg 2-es pozícióban sorosan van kapcsolva. A kapcsolót egy régi mechanikai stopper dobozában helyeztem el (11. ábra).

Kis feszültségű mérésekhez legkényelmesebb szembekapcsolt elemekből álló telepet használni. Kis feszültségnél a szükséges előtét-ellenállás sokkal kisebb, mint a műszer belső ellenállása, ezért ebben az esetben alpműszerünk sokkal jobb voltmérő, mint ampermérő. Alig van eltérés az egy, illetve két párhuzamosan kapcsolt műszer által mutatott értékben. Ugyanakkor soros kapcsolásnál jól megfigyelhető a feszültség megosztása.

Ha millivoltos feszültségek helyett 2–3 V-os telepet használunk, 20–30 k Ω -os előtét-ellenállásra van szükség. Minél nagyobb a telepfeszültség és a megfelelő áram korlátozására szükséges ellenállás, annál jobb áramgenerátort kapunk; az áram erőssége egyre kevésbé függ a terheléstől. Ez jól megfigyelhető két sorosan, illetve párhuzamosan kapcsolt műszer segítségével.

Műszerünk felhasználásával készítsünk ohmmérőt!

A rendelkezésre álló feszültségforrást egy olyan nagyságú előtét-ellenállással (potenciométerrel) egészítsük ki, hogy az áramkör zárását követően a műszer végkitérést mutasson. Ezután két lehetőségünk van (12. ábra): vagy megszakítjuk az áramkört és ismert értékű ellenállásokkal kalibráljuk a műszert (soros ohmmérő), vagy az áramkör megszakítása nélkül végezzük a kalibrálást úgy, hogy az ismert ellenállásokat az alpműszerrel párhuzamosan kapcsoljuk (párhuzamos ohmmérő). Utóbbi esetben csak kisebb ellenállások mérésére van lehetőség, ugyanis a belső ellenállás értékét lényegesen meghaladó sönt nem eredmé-



12. ábra. Soros és párhuzamos ohmmérő

nyez értékelhető áramerősség-változást. A skála egyik kapcsolásnál sem lineáris, ráadásul soros ohmmérő esetén fordított.

Vizsgáljuk meg a két esetet részletesebben. A soros kapcsolás alapján felírt feszültségosztás:

$$U_x = \frac{U R_m}{R_x + R_e + R_m},$$

ahol U_x az R_x ismeretlen ellenállás hatására a műszeren eső feszültség, a műszer ellenállása $R_m = 2 \text{ k}\Omega$, az előtét-ellenállás $R_e = 28 \text{ k}\Omega$, a telep feszültsége $U = 3 \text{ V}$. Az ismert értékeket behelyettesítve:

$$U_x = \frac{6}{R_x + 30} \text{ (V)}, \text{ illetve } I_x = \frac{3}{R_x + 30} \text{ (mA)}.$$

Az ellenállásokat $\text{k}\Omega$ -ban adjuk meg.

A második (párhuzamos) kapcsolás alapján:

$$I_x = I_m \frac{R_x}{R_m + R_x},$$

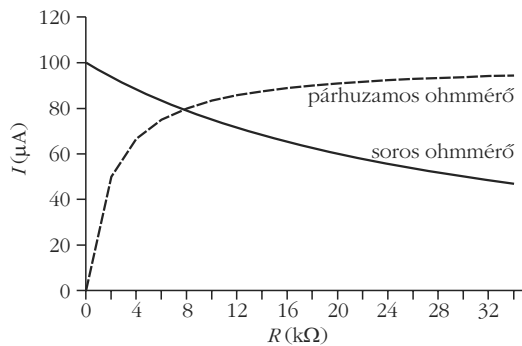
ahol I_m a főágban folyó áram. $I_x = I_m = 100 \text{ }\mu\text{A}$, ha $R_x \rightarrow \infty$. Az állandók behelyettesítésével:

$$I_x = 0,1 \frac{R_x}{2 + R_x} \text{ (mA)}.$$

Műszerünk kalibrálásához minden ellenállásértékhez hozzárendelünk egy-egy áramerősség-értéket (13. ábra). A soros és a párhuzamos kapcsoláshoz tartozó görbe metszéspontja olyan ellenállásértéket jelent, amely ugyanakkora kitérést eredményez mindkét kapcsolásnál. Egyenlővé téve a két áramerősség-képletet:

$$0,1 \frac{R_x}{2 + R_x} = \frac{3}{R_x + 30} \text{ alapján } R_x = \sqrt{60} \approx 7,75 \text{ k}\Omega.$$

A görbék segítségével is megállapítható, hogy a $8 \text{ k}\Omega$ körüli ellenállásérték az, amely mindkét kapcsolás



13. ábra. Ohmmérők kalibrálási görbéi

segítségével ugyanolyan pontossággal lemérhető. A könnyebb leolvashatóság érdekében az ennél nagyobb ellenállásokat soros, míg a kisebbeket párhuzamos ohmmérővel kényelmesebb mérni. Ezek az értékek – sajnos mindkét esetben – a skála első kétharmadára esnek, ahol a műszer pontatlansága nagyobb.

Vegyünk érzékeny búcsút!

Válasszunk akkora előtét-ellenállást, hogy a sorosan kapcsolt műszerek kitérése a maximális közel fele legyen. Ha most vesszük kézbe az egyik műszert és megdöntjük többször egymás után hol egyik, hol másik irányba (jobbra-balra), hogy a mutató lengésbe jöjjön, a másik műszer mutatójának kilengését figyelhetjük meg. Nemcsak az elektromágneses indukció, de a Lenz-törvény is látványosan szemléltethető ezzel az egyszerű, búcsúzáshoz választott összeállítással.

Összegzés

A fizikai jelenségek jobb megértését szolgáló kísérletek elvégzésére nem feltétlenül szükségesek drága, bonyolult műszerek. A környezetünkben (fizikaszertárban) fellelhető egyszerű, hagyományos eszközök is kiválóan alkalmasak egy sor – különböző témakörhöz tartozó – kísérlet bemutatására. Így egy Deprez műszer segítségével nemcsak annak tulajdonságait, hanem sok egyéb jelenséget is vizsgálhatunk, demonstrálhatunk, tanulmányozhatunk, mint például a termoelektromos jelenség, fotoeffektus, elektromágneses indukció stb.

Irodalom

1. <http://www.freeweb.hu/hmika/Fizika/Html/MaHaMusz.htm>
2. http://wiki.ham.hu/index.php/Deprez_m%C5%B1szer
3. http://hu.wikipedia.org/wiki/Leng%C5%91tekerces_m%C5%B1szer
4. H. Breuer: *Atlasz Fizika*. Athenaeum, Budapest, 2000, 238–239.
5. <http://ru.wikipedia.org/wiki/Термопара>
6. <http://metal.elte.hu/~phexp/doc/hot/j2s8.htm>
7. http://www.ises.info/ises_data/publications/LustigAtAllVillach2006.pdf
8. http://www.puskas.hu/r_tanfolyam/muszerek_es_meresek.pdf
9. <http://vili.pmmf.hu/jegyzet/meres/23.html>

HOGY ELKERÜLJÜK AZ IPARI KATASZTRÓFÁKAT...

Hargittai István
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

A vörösiszap-katasztrófa tükrében időszerű az, amit Teller Edétől az ipari biztonság tekintetében tanulhatunk. Az a szabályozás, amit az 1940-es évek végén, elnöklete alatt az amerikai Reaktorbiztonsági Bizottság kidolgozott, ma is példaértékű lehet bármely iparágban működő „veszélyes üzem” számára.

A 2010. október 4-i vörösiszap-katasztrófa tíz emberéletet követelt és sok sebesültet, hatalmas károkat okozott jószágban és anyagiakban, környezetkárosító hatása pedig hosszú távon velünk marad. A vörösiszap az alumíniumtermelés mellékterméke, amelynek tárolása, minden jel szerint, továbbra is időzített bomba. Az érintett vállalat és a felügyeletért felelős hatóságok csak azzal védekezhetnek, hogy évtizedek óta nem történt baleset a beváltnak látszó megoldások nyomán. Ez a hozzáállás elavult, és az október 4-i tragédia után, a jövőre nézve, különösen elfogadhatatlan.

Ami az ipari katasztrófák megelőzését és bekövetkezésük eseteire a védekezés megtervezését illeti, érdemes visszagondolni arra, hogyan közelítették meg ezt a kérdést a nukleáris technológiák indulásakor. Amikor a nukleáris energiatermelés megjelent a színen, az érintettek tisztában voltak azzal, hogy az új iparág elfogadhatóvá tételéhez új – az addigi gyakorlattól eltérő – biztonsági megközelítést kell alkalmazni. Az amerikai Atomenergia Bizottság 1947. január elsejével kezdte el működését, tagjai inkább üzletemberek és közéleti személyiségek voltak, mintsem tudományos kutatók. Ezért, felállásával egyidejűleg, mellette létrehozták az Általános Tanácsadó Testületet, amelyben nagytekintélyű tudósok kaptak helyet. Ez a testület albizottságok felállításával szervezte meg sokrétű munkáját és egyik ezek közül a Reaktorbiztonsági Bizottság lett. Négy alapító tagja között három fizikus, *Richard Feynman*, Teller Ede és *John A. Wheeler*; valamint egy kémikus, *Joseph Kennedys* szerepelt. Elnöküknek Tellert választották meg. Feynman hamarosan kivált a bizottságból, amelyet viszont vegyész-mérnök, geofizikus, meteorológus és közegészségügyi szakemberekkel

egészítették ki. A bizottság megalakulása idejére már összegyűlt valamennyi tapasztalat a nukleáris reaktorok működtetésére vonatkozóan.

Teller a nukleáris energia elkötelezett híve volt, és ezt a megbízatását ugyanolyan elszántsággal teljesítette, mint minden mást hosszú élete során. Tudatában volt annak, hogy a nukleáris energia termelését csak akkor fogadja el a közvélemény, ha az biztonságos. Azzal is tisztában volt, hogy a biztonsági szabályozást nem alapozhatja a már megtörtént balesetek tanulságára, hanem minden elképzelhető biztonsági kockázatot és balesetveszélyt figyelembe kell venni ahhoz, hogy a megfelelő előírásokat kialakíthassák. Nyilvánvaló volt, hogy egyetlen nagyobb nukleáris baleset ennek az úttörő technológiának a végét is jelentheti.



Teller Ede közvetlenül a 2. világháborút követő időben (a Los Alamos Nemzeti Laboratórium színességéből)

Első pillantásra lehetetlennek tűnhet a még be nem következett katasztrófák elleni védekezés kidolgozása, de Teller és kollégái a feladatot méltó kihívásnak tekintették. Úgy határoztak, hogy az új reaktorok tervezőit arra kötelezik, dolgozzák ki az elképzelhető legsúlyosabb balesetek forgatókönyvét és ennek megfelelően a szükséges védekezést is. A bizottság a reaktortervezőket a legszigorúbb vizsgáknak vetette alá, amelyek során mindkét kérdéscsoportból próbára tették őket. A reaktorok tervezésében pedig arra kötelezték a tervezőket, hogy az így elképzelt balesetek elleni védekezést is építsék bele a tervekbe. Ez a biztonsági megközelítés *a maximálisan elképzelhető baleset koncepciója* elnevezést kapta, és az idők során maradéktalanul bevál-

totta a hozzá fűzött reményeket. A balesetek lehetőségét már a tervezés szakaszában figyelembe vették és beépítették a tervekbe, és ezt azok a szakemberek tették, akik erre a legjobban fel voltak készülve.

Érthető, hogy Teller és bizottsága nem volt túlságosan irigylésre méltó helyzetben akkor, amikor mereven ragaszkodott szigorú előírásai betartásához. Még az Atomenergia Bizottság köreiből is ellenséges hangulat alakult ki működésükkel kapcsolatban, és azzal vádolták őket, hogy eltúlozzák a veszélyeket és egy elképzelt reaktorbaleset lehetséges következményeit.¹ Voltak, akik a bizottságot a „Reaktor Meggátlási Bizottság” gúnynévvel illették. Visszatekintve azonban, a bizottság

Nemrég jelent meg a szerző Teller-életrajza: I. Hargittai: *Judging Edward Teller: A Closer Look at One of the Most Influential Scientists of the Twentieth Century*. Amherst, NY, Prometheus, 2010.

¹ Ibid., p. 208.

működését egyértelműen eredményesnek és sikeresnek ítélik meg. Idővel a bizottság tekintélye megkopott és Teller érdeklődése is más irányokba fordult. A későbbiekben már nem foglalkozott hivatásszerűen reaktorbiztonsággal, de a téma élete végéig érdeklődésének egyik legfontosabb tárgya maradt. A már halála után megjelent, valószínűleg legutolsó dolgozatában éppen a biztonság érdekében azt javasolta, hogy a reaktorokat süllyesszék a földfelszín alá.²

² R. W. Moir, E. Teller: Thorium fueled underground power plant based on molten salt technology. *Nuclear Technology* 151 (2005) 334–340.

Teller Edének a reaktorbiztonság területén végzett tevékenysége munkásságának ritka ellentmondásmentes területei közé tartozott. Ezzel kapcsolatban jegyezték meg életművének első méltatói, hogy ebben „megelőzte korát.”³ Sajnos, a közelmúlt tragédiája azt mondatja velünk, hogy Teller ebbéli munkássága a mi időnket is megelőzte. Érdemes lenne a Telleréhez hasonló hozzáállást nemcsak a nukleáris technológiában, hanem más veszélyes üzemek működtetésében is megvalósítani.

³ H. Brown, M. May: Edward Teller in the Public Arena. *Physics Today* (August 2004) 51–53.

HÍREK – ESEMÉNYEK

FIZIKAI NOBEL-DÍJ 2010

Tapasztó Levente
MTA MFA

2010. október 5-én Stockholmban bejelentették, hogy a fizikai Nobel-díj idei nyertesei, fele-fele arányban megosztva, *Andre Geim* és *Konstantin Novoselov*, orosz származású fizikusok (mindketten Manchesteri Egyetem), a grafénkutatás elindítói. Az indoklás szerint az első kétdimenziós kristály izolálásáért, azonosításáért és újszerű elektromos tulajdonságainak tanulmányozásáért érdemelték ki a legmagasabb tudományos elismerést.

Geim és Novoselov közös munkássága a Nijmegeni Egyetemen indult, ahol Novoselov Geim egyik PhD hallgatója volt. Érdekes módon tudományos munkásságuk ebben az időben erősen szerteágazó volt, a szupravezetéstől a biomimetikus anyagokon át a levitációig. (Ez utóbbival kapcsolatban Geim 2000-ben Ig Nobel-díjban részesült, egy élő béka mágneses lebegtetéséért.) A közös munka olyan gyümölcsözőnek bizonyult, hogy 2001-ben közösen mentek át a Manchesteri Egyetemre, ahol a gekkóktól lopott ötlet alapján kifejlesztett biomimetikus ragasztószalagok után végül a grafén felfedezése is megtörtént, szintén egy ragasztószalag segítségével.

Ha pusztán csak definiálni szeretnénk a grafén fogalmát, akkor igen könnyű dolgunk van, ugyanis a grafén nem más, mint az évszázadok óta ismert grafit kristály egyetlen atomsíkja. Elméleti munkákban már több mint hatvan éve alkalmazzák a grafén fogalmát, ez szolgált kiindulópontként a grafit sávszerkezetének számításához. Egyáltalán nem volt azonban világos, hogy önálló atomsíkként is létezhet. Épp ellenkezőleg, bizonyos elméleti megfontolások ezt a lehetőséget el is vetették, olyan alapon, hogy a kétdimenziós kristályok instabilak a termikus fluktuációkkal szemben. 2004-ben a most kitüntetett tudósok mégis siker

esen izoláltak egyetlen atomi réteg vastag grafitcsíkokat, azaz a grafént. Talán még meglepőbb, hogy az előállítás nem a modern anyagtudomány valamelyik korszerű, „state of the art” nagyberendezésével, hanem egy megdöbbentően egyszerű, akár otthon is elvégezhető kísérlet segítségével történt. Természetes grafitkristály felületéről egy ragasztószalag segítségével leválasztottak néhány makroszkopikus grafit pikkelyt, amelyeket a ragasztószalag ismételt összeállításával és szétválasztásával addig vékonyítottak, amíg átlátszóvá váltak a pikkelyek a szalagon. Ezután a szalagot egy szilíciumkristály felületéhez érintették, majd leválasztották. Ekkor a szilíciumkristályon – a számos, optikai mikroszkóp alatt könnyen észlelhető, sokrétegű grafit pikkely mellett – néhány, csak speciális körülmények között megfigyelhető monoréteg is jelen volt. Ma már azt is tudjuk, hogy nagy valószínűséggel mindannyian állítottunk már elő grafént, miközben ceruzánkkal írtunk. Azonban a papíron hagyott ceruzanyomban gyakorlatilag lehetetlen azonosítani az egyrétegű grafénlemezeket. Ebből is jól látható, hogy a grafén felfedezésének legfőbb akadályát nem magának az anyagnak az előállítása, hanem ezen egyedülálló atomsíkok azonosítása jelentette. A most díjazott tudósok ezt a problémát egy igazán frappáns ötlettel hidalták át. Úgy gondolkodtak, hogy az egyre vékonyabb grafitpikkelyek egyre átlátszóbbak lesznek, így egy bizonyos rétegszám alatt már nem képesek annyi fényt elnyelni, hogy megfelelő kontrasztot adjanak az optikai mikroszkópban való észlelésükhöz. Felismerték viszont, hogy akár egyetlen réteg is képes lehet arra, hogy a rajta áthaladó fény fázisát jelentősen eltolja. Ezért Novoselovék a szilíciumkristály felületén létrehoztak egy 280 nm vastag szilícium-dioxid réte-



Andre Geim és Konstantin Novoselov 2010. október 5-én, a Nobel-díj kihirdetésének napján a Manchesteri Egyetem kertjében. (Fotó: AP – Jon Super)

get, amely már önmagában is lilás interferenciaszín eredményez. Azokon a helyeken pedig, ahol grafénlemezek találhatók (tipikusan a néhány mikronos laterális méretben), a fázistolás következtében az interferenciaszín kissé megváltozik, azaz nem intenzitásbeli, hanem színbeli kontrasztot kapunk. Ezzel az ötlettel már egy közönséges optikai mikroszkópban is könnyen azonosíthatóvá váltak a csupán egyetlen atomréteg vastagságú grafénlemezcsek.

A tudományos társadalom fokozott érdeklődéssel fogadta a grafén felfedezését, mert ezzel első alkalommal vált hozzáférhetővé egy valódi kétdimenziós kristály a kísérletek számára. Felvetődött ugyanakkor a kérdés, hogy vajon mennyiben különböznek a grafén tulajdonságai a sokat vizsgált és régóta jól ismert grafitétól. A kérdésre a választ, kísérleti bizonyítékokkal alátámasztva szintén a grafén felfedezői adták meg. Azáltal, hogy a grafénsíkot izoláljuk a grafitkristálytól, egy teljesen újszerű elektronszerkezettel rendelkező anyagot kapunk. Tulajdonképpen ezzel kezdődött a grafén sikertörténete és a Nobel-díjjal elismert eredmények fizikájának igazi mélysége. Amint azt Andre Geim egy interjúban megfogalmazta, nem az első kétdimenziós kristály, a grafén előállítása az a tudományos teljesítmény, amely ezt a magas elismerést indokolja, hanem az ezáltal hozzáférhetővé vált újszerű tulajdonságok és jelenségek sokasága, amelyeket csak a grafénban figyelhetünk meg. Ezeknek az egyedi és újszerű tulajdonságoknak köszönhetően a grafén robbanásszerű érdeklődést váltott ki mind az alapvető fizikai jelenségeket vizsgáló alaptudományok, mind az alkalmazásorientált kutatók területén.

Rögtön a grafén felfedezését követő egyik első munkájukban Geim és Novoselov arra is rámutattak, hogy a grafén egyedi tulajdonságainak legfőbb forrása a különleges elektronszerkezet, amelyet leegyszerűsítve úgy képzelhetünk el, mint a Fermi-szinten csúcsaikban

érintkező hat pár kúpából, úgynevezett Dirac-kúpokból álló rendszert. Már ebből is érzékelhető, hogy klasszikus értelemben a grafén se nem fém, se nem félvezető, hanem a kettő közötti furcsa átmenet. Létezik ugyan egy olyan energiaérték, amelyen a szabad töltéshordozók sűrűsége nulla, ám ez mindössze egyetlen energiára (pontosan a Fermi-energiára) igaz. Ennek alapján a grafént leginkább egy zérus szélességű tiltott sávval rendelkező félvezetőnek tekinthetjük. Talán még érdekesebb, hogy – az összes eddig ismert fém és félvezető anyagtól eltérően – a grafénban az elektronok (és lyukak) lineáris diszperziós relációt mutatnak a Fermi-szint környezetében. Ez

azzal egyenértékű, hogy a grafén hatszöges rácsában mozgó elektronok sebessége nem függ az energiájuktól, vagyis, mintha a töltéshordozók nem rendelkeznének tömeggel, hasonlóan a fotonokhoz. Pusztán annyi a különbség, hogy a grafén töltéshordozóinak „határsebessége” a valódi fénysebességnél 300-szor kisebb. A kísérleti bizonyítékot a lineáris diszperzióra (zérus tömegre) a grafénon végzett kvantum Hall-mérések szolgáltatják, amelyekben a jelenség úgy nyilvánul meg, hogy a Hall-platók nem a vezetőképesség-kvantum egész számú többszöröseinél, hanem valamelyest eltolva, a fél-egész értéknél jelentkeznek. Külön érdekesség ezzel kapcsolatban, hogy mind a mai napig a grafén az egyetlen olyan anyag, amelyben a kvantum Hall-effektust szobahőmérsékleten is észlelni lehetett.

A grafén azonban nem pusztán a fizikusok egzotikus jelenségeiben bővelkedő játszótérre, de számos olyan anyagtudományi szempontból kimagasló tulajdonsággal rendelkezik, amely az alkalmazások szempontjából is különösen vonzó. Elektromos jellemzőit tekintve a grafén a legjobb vezetők közé tartozik, amelyben a töltéshordozók mobilitása meghaladja a $200\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ értéket. Ez több mint százszorosa a szilíciumban mért mobilitásnak, azaz grafénból sokkal gyorsabb és kisebb fogyasztású elektronikai eszközök készíthetők. Jelenleg 300 GHz-es graféntranszisztor működését sikerült laboratóriumi körülmények között demonstrálni és abban is egyetértenek a kutatók, hogy néhány technikai jellegű akadály elhárítása után a graféntranszisztorok a terahertzes tartományban képesek majd működni. A jövő elektronikus eszközeinek szemszögéből a grafénnak még egy óriási előnye van a szilíciumhoz viszonyítva, ez pedig a kiváló hővezető-képessége. A szilícium alapú elektronika nagy problémája, hogy az eszköz működése során keletkező hő egy bizonyos eszközméret alatt már nem lehet megfelelően elvezetni. Ehhez képest a grafén hőveze-

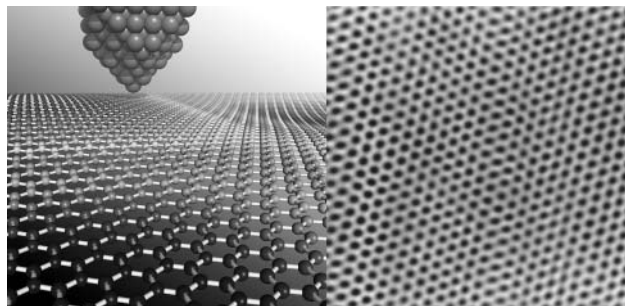
tő-képessége több mint tízszer jobb a réz hővezető képességénél. Továbbá a grafén kétdimenziós geometriája kompatibilis a napjainkban használt planáris félvezető technológiákkal. Ezek a tényezők együttesen indokolják, hogy a grafén már a kutatás igen korai szakaszában is igen komolyan felkeltette az elektronikai ipar érdeklődését: hosszabb távon azt várják, hogy a szilícium alternatívájává váljon.

Amikor sikerült elég nagyméretű grafénpikkelyeket előállítani, hogy megbízhatóan megmérhessék a grafén átlátszóságát, a most díjazott tudósok két érdekes jelenségre is felfigyeltek. Az első, hogy az intuíciónkkal ellentétben a pusztán egyetlen atomi réteg vastag grafénhártya a rá eső fénynek egy jelentős részét, pontosan 2,3%-át elnyeli. Ami viszont talán még meglepőbb, hogy az optikai abszorpció mértékét egy univerzális konstans határozza meg, mégpedig a kvantum-elektrodinamikából jól ismer finomszerkezeti állandó:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \text{ és } \frac{\pi}{137} = 2,3\%.$$

A grafén optikai tulajdonságai azért különösen érdekesek, mert kitűnően vezető, átlátszó elektródként alkalmazható fotovoltaikus eszközökben, ahol hosszabb távon a kifogyófélben lévő ITO (indium tin oxide) alternatívája lehet.

Mindent összevetve, a 2010-es fizikai Nobel-díj több szempontból is rendhagyó. Először is az egyik díjazott, Kostya Novoselov mindössze 36 éves. 1973 óta nem kapott ilyen fiatal tudós fizikai Nobel-díjat. A másik kissé szokatlan tény pedig az, hogy a grafénről közzölt első cikk megjelenése óta mindössze hat év telt el a díj odaítéléséig, ami kifejezetten rövid idő, bár



Grafén atomi szerkezete, ahogyan a pásztázó alagútmikroszkóppal látjuk (a felvétel az MTA MFA-ban készült).

nem egyedülálló (lásd: pásztázó alagút mikroszkóp 1981–1986, vagy magas hőmérsékletű szupravezetők 1986–1987). Maguk a díjazottak is úgy fogalmaztak, hogy nem számítottak ilyen hamar erre a magas tudományos elismerésre. Azonban a fentebb ismertetett eredmények tükrében, és figyelembe véve, hogy a grafén újszerű tulajdonságainak feltárásában és értelmezésében végig komoly szerepe volt a most díjazott két tudósnak, biztosan állítható, hogy a díj mögött kiemelkedő szellemi teljesítmény áll. A korai odaítélésből adódóan azt még nem lehet teljes biztonsággal eldönteni, hogy ezek az eredmények – a Nobel-díj szellemében – milyen mértékben tudnak majd hasznosulni az egész emberiség javára. Erre a nyitott kérdésre azonban úgy is tekinthetünk, mint egy lehetőségre számunkra, a grafénnel foglalkozó és a kutatásba a jövőben bekapcsolódó kutatók számára.

Irodalom

1. A. K. Geim, K. S. Novoselov: The rise of graphene. *Nature Materials* 6 (2007) 183–191.
2. A. Geim: Graphene: Status and Prospects. *Science* 324 (2009) 1530–1534.

SÓLYOM JENŐ KÖSZÖNTÉSE

A magyar fizikus társadalom nevében köszöntjük Sóllyom Jenőt, a Magyar Tudományos Akadémia rendes tagját, az MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutató Intézetének kutatóprofesszorát és az ELTE Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék egyetemi tanárát hetvenedik születésnapján. Akik ismerik Sóllyom professzor töretlen aktivitását, azok egy tartalmas és eredményekben gazdag életpálya szép állomásaként értékelhetik ezt a kerek évfordulót.

Sóllyom Jenő az ELTE TTK fizikus szakán tanult, vele egyidőben olyan hallgatók voltak ott, mint *Kuti Gyula*, a San-Diego-i Kalifornia Egyetem professzora és *Szatmáry Zoltán*, a KFKI főigazgatója. 1964-ben kitüntetéses oklevéllel végzett, majd *Pál Lénárd* hívására a KFKI Szilárdtestfizikai Laboratóriumában kezdett el dolgozni. Ehhez a munkahelyhez, illetőleg jogutódjaihoz azóta is hűségese maradt.

Munkássága első időszakában a KFKI-ban folyó neutrontdiffrakciós vizsgálatokhoz kapcsolódva különböző mágneses szerkezetek szimmetriáival és a szimmetriasértő fázisátalakulások jellemzőivel foglalkozott. Ezen vizsgálatok eredményeiből írta kandidátusi disszertációját, amelyet 1970-ben védett meg, és amely munka alapján az ELTE-n sub auspiciis doktorrá avatták.

A Kondo-probléma megjelenése után *Zawadowski Alfréd*dal együttműködve bekapcsolódott a mágneses szennyezések viselkedésének tanulmányozásába. A fenti témakörben kifejlesztett renormálási csoport eljárást más aktuális szilárdtestfizikai problémák vizsgálatára is sikerrel alkalmazta. Így megemlíthetjük az időközben felfedezett szerves vezetők és szupravezetők tulajdonságainak értelmezését, a röntgenabszorpciós elalakjának vizsgálatát, valamint az egydimenziós elekt-

ronrendszerekben fellépő szingularitások magyarázatát. Ezen eredményekből írta akadémiai doktori értekezését 1978-ban, illetőleg egy angol nyelvű összefoglaló munkát is, amelyre eddig több mint 1400 hivatkozás található. A fenti eredményeket 1980-ban Állami Díjjal is elismerték, amelyet *Menyhárd Nórával* és Zawadowski Alfrédal megosztva kapott.

Az utóbbi évtizedekben munkássága elsősorban az alacsony dimenziós mágneses rendszerek viselkedésének megértésére irányult. Különböző spinláncok és létraszerűen csatolt mágneses atomokat tartalmazó anyagok lehetséges fázisainak és kvantumos fázisátalakulásainak vizsgálatánál ért el fontos eredményeket, valamint tevékenyen hozzájárult az utóbbi évek egyik legígéretesebb numerikus módszerének, a sűrűségmátrixon alapuló renormálási csoport módszer továbbfejlesztéséhez is.

Külföldön neve széles körben ismert és elismert. Éveket töltött olyan vezető intézetekben, mint a moszk-

vai Landau Intézet, a grenoble-i Laue-Langevin Intézet, az Illinois-i és a Lausanne-i Egyetem. Hazai oktatási tevékenységét évtizedek óta az ELTE TTK Fizikai Intézetében fejti ki, amelynek összefoglalása az a három kötetes, több mint kétezer oldalas szilárdtestfizika könyv, amelynek angol nyelvű változata a Springer kiadónál jelent meg.

Sólyom Jenő mindig nagy gondot fordított a fiatalokkal való foglalkozásra, egykori tanítványai közül ma többen az MTA tagjai és doktorai. Ugyancsak aktívan részt vett és vesz a fizikus közéletben. Elnöke volt az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak, elnöke az OTKA Fizika Zsűrinek és évekig tagja az MTA Doktori Tanácsának.

Sólyom Jenő köszöntésére 2010. november 19-én az MTA Fizikai Tudományok Osztálya előadóülést szervezett, amelyen egykori munkatársai és tanítványai beszéltek legújabb tudományos eredményeikről.

Iglói Ferenc

Ez évi szeptemberi számunk három írásában szereplő képletek a „nyomda ördöge” csúf játékából hiányosan, érthetetlenül jelentek meg. A szerzőktől és az olvasóktól is elnézést kérve, az eredeti oldalszámozást és tördelést is megtartva újraközzöljük ezeket a cikkeket.

A szerkesztők és a nyomda

GRAVITÁCIÓ ÉS GRAVITOMÁGNESÉG

Vető Balázs

ELTE TTK Anyagfizikai Tanszék

A testek közötti gravitációs, illetve az elektromos töltések között fellépő Coulomb-kölcsönhatás erős formái hasonlóságot mutat. Mozgó töltések kölcsönhatása során a Coulomb-erő mellett mágneses, úgynevezett Lorentz-erő is fellép. Kevésbé közismert, hogy mi történik két mozgó tömeg kölcsönhatása esetén. A cikkben áttekintjük, mit mond a mozgó tömegek kölcsönhatásáról a klasszikus fizika, a speciális és az általános relativitáselmélet.

A klasszikus fizika kísérleti tapasztalat alapján ismerte meg az elektromos töltések között fellépő elektromos, vagy Coulomb-kölcsönhatást (1785) és a mágneses testek között fellépő mágneses kölcsönhatást. Oersted kísérlete (1820) óta tudjuk, hogy a mágneses kölcsönhatást is elektromos töltések idézik elő. A kizárólag mozgó töltések között fellépő mágneses kölcsönhatást úgy értelmezzük, hogy a mozgó töltések (áramok) maguk körül mágneses teret hoznak létre, és ebben a térben mozgó elektromos töltésekre mágneses, vagy más néven Lorentz-erő hat.

A testek közötti tömegvonzás törvénye is kísérleti alapon született. Newton 1666-ban a hold mozgásából és a testek földfelszíni szabadesése alapján felállított törvényét Cavendish híres kísérlete csak 1798 körül igazolta. Kizárólag mozgó tömegek között fellépő kölcsönhatásra utaló kísérleti megfigyelést vagy el-

méleti előrejelzést a klasszikus fizika nem mutatott fel. Meg kell jegyezni, hogy 1870 környékén Holzmüller és Tisserand felvetették, hogy a Merkúr perihélium-elfordulásának a klasszikus égi mechanika által nem magyarázható részét mozgó tömegek között fellépő erő okozza. Egy ilyen erő a mozgó töltések között fellépő Lorentz-erő gravitációs hasonmása lenne. Ez az elképzelés, elméleti és kísérleti alátámasztás híján, kidolgozatlan hipotézis maradt.

Az alábbiakban áttekintjük azt, hogyan kezeli mozgó tömegek kölcsönhatását a klasszikus fizika, a speciális, illetve az általános relativitáselmélet.

A gravitáció klasszikus leírása

A klasszikus fizika a tömegvonzás törvényét két tömegpont gravitációs kölcsönhatásának mennyiségi leírásával adja meg:

$$\mathbf{F}_G = - \frac{G m_1 m_2}{r^3} \mathbf{r}. \quad (1)$$

Az $\mathbf{F}_G$ jelenti az m_1 által az m_2 tömegpontra kifejtett gravitációs vonzóerő vektorát, $\mathbf{r}$ pedig az m_1 tömegpontból az m_2 -be mutató vektort. Az m_1 tömegpont gravitációs térerősségét a

$$\mathbf{g} = -\frac{G m_1}{r^3} \mathbf{r} \quad (2)$$

egyenlettel bevezetve $\mathbf{g}$ jelenti az m_1 tömegpont által az $\mathbf{r}$ helyen létrehozott gravitációs teret. A $\mathbf{g}$ gravitációs térerősségvektorral kifejezve az m_2 tömegpontra ható gravitációs vonzóerő felírható $\mathbf{F}_G = m_2 \mathbf{g}$ alakban is.

A gravitációs törvény szerint a két tömegpont által egymásra kifejtett gravitációs erő csak azok tömegétől és távolságától függ és nem függ a kölcsönható testek sebességétől. A gravitációs kölcsönhatás ebben erős formai hasonlóságot mutat az elektromos kölcsönhatással, mivel két pontszerű, q_1 és q_2 töltésű, $\mathbf{v}_1$ és $\mathbf{v}_2$ sebességgel mozgó test egymásra kifejtett elektromos hatása,

$$\mathbf{F}_C = \frac{k q_1 q_2}{r^3} \mathbf{r} \quad (3)$$

sem függ a töltött testek sebességétől. A hasonlóság mellett létezik egy lényeges eltérés két tömegpont gravitációs, illetve két ponttöltés elektromos kölcsönhatása között. Ellentétben a mozgó tömegekkel, mozgó töltések között fellép egy

$$\mathbf{F}_L = \frac{\mathbf{v}_2 \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{F}_C)}{c^2} \quad (4)$$

mágneses Lorentz-erő is. A klasszikus fizika a mágneses kölcsönhatást az elektromos kölcsönhatástól független, önálló jelenségként kezeli, annak ellenére, hogy a (4) egyenlet kapcsolatot teremt két ponttöltés közti fellépő Coulomb- és Lorentz-erő között.

A klasszikus tárgyalás nem ismer mozgó tömegek gravitációs kölcsönhatásakor fellépő, sebességfüggő gravitomágneses erőt. Az elektromos és gravitációs kölcsönhatás formai hasonlósága elektromágneses mintára sugallhatta egy

$$\mathbf{F}_{GL} = \frac{\mathbf{v}_2 \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{F}_G)}{c^2} \quad (5)$$

alakban felírható gravitomágneses „Lorentz-erő” létét, de egy ilyen erő felvetése csak spekuláció, mivel az elmélet ilyen erőt nem jósol, és annak létét (ellentétben az elektromágneses Lorentz-erővel) kísérleti tapasztalat sem igazolja. Megjegyezzük, hogy ilyen gyenge kölcsönhatás a 19. században kísérletileg nem volt kimutatható.

A speciális relativitáselmélet – a gravitáció Lorentz-invarianciája

A speciális relativitáselmélet kimondja az inerciarendszerek egyenértékűségét, miszerint a fizikai jelenségek bármely két inerciarendszerből nézve azonosan mennek végbe. A speciális relativitáselmélet szerinti leírásban elvárjuk, hogy a gravitáció épp úgy, mint az elektromos

vagy a mágneses kölcsönhatás, azonosan menjen végbe bármely inerciarendszerben. Vizsgáljuk meg, hogyan teljesül az egyenértékűség az előbb felsorolt három jelenségre. Kezdjük az elektromos kölcsönhatással.

A mozgó testek mozgásirányú méretének rövidülése (Lorentz-kontrakció) következtében a speciális relativitáselmélet szerinti felírásban módosul a mozgó töltések elektromos és mágneses terének klasszikus fizikában felírt alakja. Míg a klasszikus fizika nem tett különbséget a nyugvó és mozgó töltés tere között, a speciális relativitáselméletben módosul a mozgó töltések tere. Eltérően viselkedik a térerősség sebességgel párhuzamos, illetve arra merőleges komponense.

Az elektromos és mágneses kölcsönhatás relativisztikus leírása azzal a figyelemre méltó tulajdonsággal rendelkezik, hogy két töltés között fellépő elektromos és mágneses erő csak együttesen tesz eleget a Lorentz-invariancia feltételnek, vagyis annak, hogy bármely két inerciarendszerből megfigyelve azonos jelenséget mutatnak. Ez a felismerés a speciális relativitáselméletben elválaszthatatlanná teszi az elektromos és mágneses kölcsönhatást, csak együtt léteznek, és egyetlen jelenséget, az elektromágneses kölcsönhatást képezik. Egy korábbi cikkben [1] megmutattam, hogy a mágneses kölcsönhatás léte következik az elektrosztatikából és a speciális relativitáselméletből.

A mozgó tömegek gravitációs tere is módosul a speciális relativitáselméletben. A $\mathbf{v}_1$ sebességgel mozgó m_1 tömegpont gravitációs terének sebességre merőleges, illetve párhuzamos komponensei:

$$\mathbf{g}_\perp = \gamma_1^2 \mathbf{g}_{0\perp}, \quad \text{illetve} \quad \mathbf{g}_\parallel = \gamma_1 \mathbf{g}_{0\parallel}, \quad (6)$$

ahol a $\mathbf{g}_0$ a nyugvó m_1 tömegpont gravitációs terét jelöli és

$$\gamma_1 = \left(1 - \frac{v_1^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Ezek után vizsgáljuk meg a mozgó m_1 , m_2 tömegpontok relativisztikus gravitációs kölcsönhatását. A v_1 sebességgel mozgó m_1 tömegpont a (6) egyenlettel felírt $\mathbf{g}$ relativisztikus gravitációs terében v_2 sebességgel mozgó m_2 tömegpont kinetikus energiájának tömege is részt vesz a kölcsönhatásban, tehát a relativisztikus gravitációs erő:

$$\mathbf{F}_G = \gamma_2 m_2 \mathbf{g}. \quad (7)$$

Egyszerű Lorentz-transzformációval megállapítható, hogy a (7) egyenletben felírt gravitációs kölcsönhatás nem Lorentz-invariáns. A speciális relativitáselmélet viszont előírja, hogy az inerciarendszerek egyenértékűek, tehát ha érvényes a speciális relativitás, akkor a gravitáció jelenségének is Lorentz-invariánsnak kell lenni. Tegyük Lorentz-invariánssá a gravitációt! Az eljárás lényege, hogy kiegészítjük a gravitációs kölcsönhatást egy $\mathbf{F}_R$ ismeretlen additív taggal és ezzel felírjuk az $\mathbf{F}_{RG}$ Lorentz-invariáns gravitációs kölcsönhatást az új taggal bővített formában:

$$\mathbf{F}_{\text{RG}} = \mathbf{F}_G + \mathbf{F}_R. \quad (8)$$

A kapott erőt Lorentz-transzformáció segítségével egyenlővé tesszük m_2 nyugalmi rendszerében mért gravitációs erővel. Az így kapott egyenletből az ismeretlen erőtag meghatározható. A számolást és a transzformációt elvégezve az ismeretlen erőtagra kapott eredmény $v_1 v_2 / c_2$ első hatványa szerinti közelítésben:

$$\mathbf{F}_R = 2 \frac{\mathbf{v}_2 \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{F}_G)}{c^2}. \quad (9)$$

A kapott eredmény fontos. Azt jelenti, hogy az inerciarendszerek csak akkor egyenértékűek a gravitációra nézve, ha létezik egy, a mozgó tömegek között fellépő erőhatás, amit az elektromágnességgel mutatott formai analógia miatt nevezhetünk gravitációs, vagy gravitomágneses Lorentz-erőnek. A (9) egyenletben kapott, a gravitáció Lorentz-invarianciáját biztosító erő éppen kétszerese az (5) egyenletben, a klasszikus fizikában az elektromágneses analógia alapján felvetett gravitációs Lorentz-erőnek. Ennek oka, hogy a gravitációs kölcsönhatásban szerepet játszik a mozgó test mozgási energiájának tömege is, míg az elektromos kölcsönhatásban a mozgási energia nem játszik szerepet. A (9) egyenletben bemutatott eredménnyel megegyező gravitomágneses Lorentz-erő létét a speciális relativitáselmélet alapján, más módszerrel vezeti le *Karlsson* [2].

A (9) egyenletben kapott eredmény értékelésekor nem szabad elfelejteni, hogy a speciális relativitáselmélet nem írja le pontosan a gravitáció jelenségét, így a fenti eredmény is pontatlan egy kettes faktor mértékben – bár jobb a klasszikus fizikai leírásnál. Ez a legfőbb oka annak, hogy a speciális relativitáselmélet által jóslott gravitomágneses Lorentz-erő nem került a tankönyvekbe. A fenti gondolatmenetben bemutatott gravitomágneses Lorentz-erő inkább módszertani értékű és az eredményt a klasszikus fizikához történő összehasonlításra, annak pontatlanságával együtt kell kezelni. A gravitomágnesség pontosabb közelítése az általános relativitáselméletből származtatható.

Az általános relativitáselmélet és a gravitomágnesség

A gravitáció jelenségének merőben új felfogását hozta az 1915-ben megjelent általános relativitáselmélet. A négydimenziós sík téridőt a benne lévő tömegek „meggörbítik” és a gravitáció jelenségét az általános relativitáselmélet a görbült téridő hatásaként értelmezi. A görbült téridő szemlélet szerint a testek nem fejtenek ki egymásra gravitációs erőt. A görbült téridőben az erőhatásmentes testek úgynevezett geodetikus görbék mentén mozognak. Két test gravitációs kölcsönhatásakor az egyik test a másik által meggörbített téridő egy geodetikusa mentén mozog. Ebben a

szemléletben nincs helye a gravitációs erőt kiegészítő gravitomágneses kölcsönhatásnak sem.

Az általános relativitáselméletben a görbült téridő szemlélet mellett, gyenge gravitációs tér és kis sebességek ($\Phi, v \ll c^2$) esetén, Φ/c^2 , illetve v^2/c^2 tagok magasabb kitevőjű hatványainak elhanyagolásával tarttható az erőszemlélet is. Ebben az esetben a négyes ívhossz integráljának segítségével felírt, közelítő Lagrange-függvény deriválásával juthatunk a mechanikában megszokott mozgásegyenlethez. Két, m_1, m_2 tömegű, egymás gravitációs hatása alatt $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$ sebességgel mozgó tömegpont Lagrange-függvénye Φ/c^2 , illetve v^2/c^2 szerinti első rendű közelítésben:

$$L = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + \frac{G m_1 m_2}{r} + \frac{m_1 v_1^4 + m_2 v_2^4}{8 c^2} + \frac{G^2 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{2 c^2 r^2} + \frac{G m_1 m_2}{2 c^2 r} \left[3 (v_1^2 + v_2^2) - 7 (\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2) - \frac{(\mathbf{v}_1 \mathbf{r})(\mathbf{v}_2 \mathbf{r})}{r^2} \right]. \quad (10)$$

A Lagrange-függvényből előállított mozgásegyenletben az

$$\mathbf{F}_G = \frac{G m_1 m_2 \mathbf{r}}{r^3}$$

vezető tag mellett megjelennek sebességtől függő erőtagok is, így más tagok mellett az

$$\mathbf{F}_{\text{GL}} = 4 \frac{\mathbf{v}_2 \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{F}_G)}{c^2} \quad (11)$$

erő is, amely a gravitomágneses Lorentz-erő általános relativitáselméletből származó alakja. Az általános relativitáselmélet alkalmazása, amely figyelembe veszi, hogy gravitációs térben az órák lassabban járnak és a méterrudak megrövidülnek, arra az eredményre vezet, hogy gyenge gravitációs tereknek és kis sebességeknek megfelelő közelítés esetén a gravitációs kölcsönhatásnak része egy, a mozgó tömegek között fellépő gravitomágneses Lorentz-erő, amely kétszer akkora, mint a speciális relativitáselmélet által jóslott hatás.

Diszkusszió a gravitomágnességről

A gravitomágnesség fogalma megtalálható az általános relativitáselmélet tankönyvekben. *Wald* [3] a gravitáció lineáris közelítése kapcsán vezeti be a jelenséget és a gravitomágnesség térjellemzőjét, a gravitomágneses térerősséget. A gravitomágnesség két térjellemzővel, a $\mathbf{g}$ gravitációs térerősséggel és a $\mathbf{b}$ gravitomágneses térrel jellemezhető. *Mashhoon* [4] levezeti és összefoglalja a gravitomágnesség Maxwell-egyenleteit. Zárójelben az elektromágnesség Maxwell-egyenletei láthatók.

$$\text{rot } \mathbf{g} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \quad (12)$$

$$\left(\text{rot } \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)$$

$$\text{rot } \frac{\mathbf{b}}{2} = -\frac{4\pi G}{c^2} \mathbf{j}_m + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial t} \quad (13)$$

$$\left(\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi k}{c^2} \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)$$

$$\text{div } \mathbf{g} = -4\pi G \rho_m \quad (14)$$

$$(\text{div } \mathbf{E} = 4\pi k \rho)$$

$$\text{div } \frac{\mathbf{b}}{2} = 0 \quad (15)$$

$$(\text{div } \mathbf{B} = 0),$$

ahol $\mathbf{j}_m$ a tömegáram-sűrűséget, ρ_m pedig a tömegsűrűséget jelöli az adott vonatkoztatási rendszerben. Az egyenletek alapján látható, hogy a gravitomágnesség hasonlóságot mutat az elektromágnességgel. A gravitomágneses teret mozgó tömegek, az elektromágneses teret mozgó töltések keltik. Különbség a gravitomágnesség és az elektromágnesség között, hogy a $\mathbf{b}$ gravitomágneses teret a mozgó tömeg kétszerese kelti és a benne mozgó tömegek duplájára fejt ki hatását. Ezért szerepel a (12)–(15) egyenletekben a $\mathbf{b}/2$ kifejezés. A gravitomágneses Maxwell-egyenletek tartalmazzák a gravitomágneses indukció jelenségét; az időben változó gravitációs tér gravitomágneses teret indukál és fordítva, az időben változó gravitomágneses tér gravitációs örvényteret kelt. A két jelenség magában hordozza a fénysebességgel terjedő gravitomágneses vagy közismertebb nevükön gravitációs hullámok létének lehetőségét. A (13) egyenletből stacionárius gravitációs tér esetén következik a mágneses Biot-Savart-törvény, annak segítségével felírható a $\mathbf{v}_1$ sebességgel mozgó m_1 tömegű tömegpont által gerjesztett gravitomágneses tér:

$$\mathbf{b} = 2 \frac{G m_1}{c^2 r^3} \mathbf{v}_1 \times \mathbf{r}. \quad (16)$$

A gravitomágneses térben $\mathbf{v}_2$ sebességgel mozgó m_2 tömegpontra pedig

$$\mathbf{F}_{\text{GL}} = 2 m_2 \mathbf{v}_2 \times \mathbf{b} \quad (17)$$

gravitomágneses Lorentz-erő hat. A (16) egyenletet (17)-be helyettesítve megkapjuk a gravitomágneses Lorentz-erő (11) egyenletben felírt alakját:

$$\mathbf{F}_{\text{GL}} = 4 \frac{G m_1 m_2}{c^2 r^3} \mathbf{v}_2 \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{r}). \quad (18)$$

A gravitomágneses térben lévő gravitomágneses dipólusra

$$\mathbf{M} = 2 m_g \times \mathbf{b}. \quad (19)$$

forgatónyomaték hat. Gravitomágneses dipólus minden forgó test. A gravitomágneses dipólmomentum pedig épp a forgó test impulzusmomentumának a fele, tehát

$$\mathbf{M} = \mathbf{N} \times \mathbf{b}. \quad (20)$$

A forgatónyomaték elfordítja a gravitomágneses térben lévő szabad pörgettyűk, mint gravitomágneses dipólusok forgástengelyét, azokat precessziós mozgásra készíti. A *Fizikai Szemlében* Hraskó Péter [4] által ismertetett Gravity Probe B kísérletben épp a Föld gravitomágneses tere készíti precesszióra a körpályán mozgó mesterséges hold fedélzetén elhelyezett, szabad felfüggesztésű pörgettyűket. A pörgettyűk mozgásában tapasztalt precesszió mértéke pontosan megegyezik a gravitomágneses hatás által várható értékkel. Ezzel a Gravity Probe B kísérlet nem csak a globális inerciarendszerek tagadásának, hanem a gravitomágnesség létének is bizonyítéka volt.

Meg kell jegyezni, hogy a gravitomágnesség nem tartalmazza az általános relativitáselmélet lineáris közelítésének összes, a mozgó tömegek között fellépő kölcsönhatását. Két mozgó tömegpont gravitációs kölcsönhatását az általános relativitáselmélet szerinti lineáris közelítésben leíró (10) egyenletben felírt Lagrange-függvényből levezetett mozgásegyenletek olyan erőket is tartalmazznak, amelyek nem a v_1 és v_2 sebességek szorzatát, hanem a v_1 vagy v_2 sebességek második hatványát tartalmazzák. Ilyen erők következménye például a Merkúr perihélium-mozgásának relativisztikus része, amely az általános relativitáselméletből igen, de a gravitomágnességből nem következnek.

Végezetül megállapíthatjuk, hogy a klasszikus fizika nem ismeri a gravitomágnességet. A speciális relativitáselmélet szerint, az inerciarendszerek ekvivalenciája miatt szükséges, hogy az $1/r^2$ -es erők mellett létezzen egy, a mozgó objektumok között fellépő mágneses erő. Ez mind az elektromos, mind a gravitációs kölcsönhatásra igaz. Mivel a speciális relativitáselmélet – az elektromossággal ellentétben – nem kezeli pontosan a gravitációt, az általa megállapított gravitomágneses erő is pontatlan. Az általános relativitáselmélet a gravitomágnességet csak kis sebességekre és gyenge gravitációs terekre érvényes közelítésként, de kvantitatíven helyesen használja. Ez a közelítés a Naprendszer objektumaira, az ott elhelyezett laboratóriumokra jól használható.

Irodalom

1. Vető B.: Az elektromos kölcsönhatás a speciális relativitáselmélet szemszögéből. *Fizikai Szemle* 59/4 (2009) 127.
2. A. Karlsson: *LUTEDX/(TEAT-7150)/1-7* 2006. <http://www.es.lth.se/teorel/Publications/TEAT-7000-series/TEAT-7150.pdf>
3. R. M. Wald: *General Relativity*. The University of Chicago Press, Chicago, 1984. 66–90.
4. B. Mashhoon B.: gr-qc/0011014v1 2000. (Preprint)
5. Hraskó P.: A GP-B kísérlet. *Fizikai Szemle* 57/6 (2007) 181.

ELEKTROMOSAN FŰTÖTT RIJKE-CSŐ TERMOAKUSZTIKUS MODELLJE

Beke Tamás

SZTE TTIK Fizika Doktori Iskola

Nagyasszonyunk Katolikus Általános Iskola és Gimnázium

A Rijke-cső egy viszonylag egyszerű termoakusztikus eszköz: mindkét végén nyitott cső, amelynek belsejébe egy hőforrást helyeznek el; a hő forrása lehet gázláng vagy elektromos fűtés. Ha a cső függőleges helyzetben van és a hőforrás a cső alsó felében található, akkor a cső erős hangot bocsáthat ki a hőforrás helyzetétől függően. A jelenséget *Petrus Leonardus Rijke* fedezte fel, ezért Rijke hanghatásnak nevezik ezt a termoakusztikus jelenséget, amely során a hő hatására hanghullám alakul ki az eszközben [1].

Korábbi cikkeinkben a gázzal fűtött Rijke-csövek termoakusztikus tulajdonságait, folyamatait mutattuk be [2–5]. A csövek viselkedését a Nagyasszonyunk Katolikus Általános Iskola és Gimnázium gimnazista tanulóival vizsgáltuk projektfeladat keretei között. A gázfűtésű Rijke-csövekkel több mint egy évig végeztünk méréseket, számos összefüggést „felfedeztünk”, de ezek inkább csak kvalitatív jelegű megállapítások voltak. Mérési eredményeink nagyfokú bizonytalanságot mutattak, ezért úgy döntöttünk, hogy építünk egy elektromos árammal fűtött Rijke-csővet, és azzal pontosabb méréseket végzünk. (Az áram teljesítményét könnyebben szabályozhatjuk és egyszerűbb a hőteljesítmény mérése is, mint a gázláng esetén.) Ez volt

projektünk második lépcsőfoka, ami szintén egy évnél hosszabb időt vett igénybe. Ebben a cikkben az elektromosan fűtött Rijke-csővel végzett mérési sorozat jellemzőit mutatjuk be.

A mérési elrendezés

A korábbi mérések alapján megállapítottuk, hogy a cső hangkibocsátását a cső geometriai paraméterein kívül a cső helyzete, a rács helyzete (x_r), rácsra jutó hőteljesítmény (P), a rács abszolút hőmérséklete (T_r), a csövön átáramló légáram intenzitása (m_l), a fűtés időtartama (t_f), és a fűtött rács áteresztőképessége határozza meg. A mérésekhez egy $L = 1200$ mm hosszúságú, alumíniumból készült Rijke-csővet használtuk, amelynek külső átmérője 78 mm, belső átmérője 72 mm. A vízszintes helyzetű, elektromos árammal fűtött Rijke-csővet az 1. ábrán láthatjuk.

A vízszintes elhelyezkedésű cső esetében egy külön szerkezettel (porszívóval) nekünk kell légáramlást biztosítani a Rijke-csőben. A porszívó által keltett légáram intenzitást szabályozni tudtuk a porszívó teljesítményével, illetve a szívócsőbe helyezett „fojtószelep”



1. ábra. A vízszintes helyzetű, elektromosan fűtött Rijke-cső.

segítségével; így viszonylag tág határok között „szabadon” tudtuk vizsgálni a légáram-intenzitás szerepét a rendszerben. (A mérési elrendezés részletesebb ismertetését egy korábbi cikkben megadtuk, most csak a legfontosabbakat emeljük ki.) A hő forrása egy elektromosan fűtött drótháló volt, amely viszonylag sűrű szövésű, körülbelül 0,45 mm átmérőjű acéldrótokból állt, áteresztőképessége körülbelül 80%-os volt. Mivel a drótháló „szövése” egyenletes volt, ezért feltételeztük, hogy a felületén egyenletesen tudja „leadni” a hőt.

A dróthálót egy hengeres kerámiabetét tartotta a Rijke-cső belsejében a kívánt helyen. A kerámiabetét hossza 65 mm, belső átmérője 51 mm, külső átmérője 71,5 mm volt; így pontosan beleillett az alumínium Rijke-cső belsejébe. A kerámiabetétben hosszirányban 5 mm átmérőjű furatok helyezkedtek el. A furatokat arra használtuk, hogy a bennük elhelyezett csavarokkal rögzítettük a dróthálót a kerámiabetéten azért, hogy meggátoljuk a rács elmozdulását. Erre mindenképpen szükség volt, hiszen a rácsot elektromos szempontból el kellett szigetelni az alumínium-csőtől. Ezen kívül a kerámiabetét akadályozta a drótháló és a cső fala közötti termikus kölcsönhatást is, ez szintén hasznosnak bizonyult, hiszen a kísérletekben nem a cső felmelegítése volt a célunk, hanem a csőben áramló levegőt szerettük volna a rácsnál „lokálisan” felmelegíteni. A drótháló elektromos fűtéséhez szükséges áramot két 1000 mm hosszúságú és 4,5 mm átmérőjű sárgarézből készült pálcán keresztül vezettük a rácshoz a cső nyitott „alsó” vége felől.

A drótháló elektromos fűtéséhez egy Trakis Hetra 101 SM típusú hegesztő transzformatort használtunk, ennek névleges teljesítménye 4 kW, a maximálisan elérhető áramerősség pedig 100 A. A kísérletek során mértük a rácson keresztül folyó áram erősségét és a rácson eső feszültséget. Valójában a rácson és a két rézpálcán eső feszültséget mértük, de a pálcák ellenállása elhanyagolható a rács elektromos ellenállásához képest, ezért első közelítésben úgy vettük, hogy a pálcákon nem esik feszültség. (A pontosabb számításoknál ezt is figyelembe vettük.)

A vízszintes helyzetű Rijke-csőben a levegő áramoltatására egy ETA 3404 típusú ipari porszívót használtunk, amelynek a legnagyobb szívási teljesítménye 0,0026 m³/s (azaz kb. 3 g/s) volt normál körül-

mények esetén. A szívócső nem közvetlenül kapcsolódott a Rijke-cső „felső” végéhez. Az alumíniumcső vége egy 450×450×500 mm élhosszúságú, vastag falú kartondobozba nyílt. A doboz ezzel szemkötti oldalában is volt egy kisebb átmérőjű nyílás, ide csatlakozott a szívócső. (A csatlakozási pontokat ragasztóval tömítettük.) A kartondobozra két okból volt szükség: egyfelől a dobozba tettük a mikrofont, így csökkentettük a külső környezet zajhatását; másfelől a kartondoboz csillapító kamraként funkcionált, ezzel elértük, hogy a porszívó légáramlást tudott kelteni a Rijke-csőben, viszont Rijke-cső és a porszívó cső termoakusztikai szempontból jó közelítéssel függetlennek tekinthető.

A rács és a cső különböző pontjai hőmérsékletének mérésére IR-380 és IR-1000L típusú infravörös hőmérőket alkalmaztunk. A kísérletek során megállapítottuk, hogy a hálóra jutó elektromos fűtőteliesség csak lassan szabad növelni; ezért magát a mérést mindig megelőzte egy „felfűtési procedúra”. Ez a „bemelegítési” folyamat a kísérletek során általában 1–5 percig tartott. A termoakusztikus rendszerünk stabilitását meghatározó 3 „fő” paraméter: a rács helyzete (x_r), a csővön átáramló légáram intenzitása (m_i), és a rácstra jutó hőteljesítmény (P). Ezeket a jellemzőket viszonylag pontosan tudtuk mérni, illetve ki tudtuk számítani. A fő célunk tehát annak meghatározása, hogy ez a három paraméter a stabilitás-instabilitás szempontjából hogyan befolyásolja rendszerünk termoakusztikai állapotát.

A mérés menete

A mérések menete hasonló volt a gázlánggal fűtött vízszintes helyzetű Rijke-csővel végzett kísérleteinkhez. Az első lépés a rács pozíciójának beállítása a vízszintes csőben. Négy olyan rácspozíciót jelöltünk ki, ahol alaposabb vizsgálatokat végeztünk: ezek rendre az $x_r = L/8$, $x_r = L/4$, $x_r = 3L/8$ és az $x_r = 5L/8$ rácshelyek voltak.

Minden rácspozíció esetén nullától a maximális értékig változtattuk a csőbeli légáram intenzitását. A rácspozíció és a légáram-intenzitás rögzítése után következett az elektromos fűtőteliesség beállítása. Röviden tehát azt mondhatjuk, hogy a fenti paraméter-hármasok függvényében vizsgáltuk, hogy rendszerünk stabil vagy instabil állapotban van-e. Mindeközben persze figyeltük a rács hőmérsékletét, és ha megszólalt a hang, akkor mértük a hang intenzitását is.

A Rijke-cső egyszerűsített modellje

Első lépésként kidolgoztunk egy viszonylag egyszerű matematikai modellt, amely a Rijke-csőben zajló folyamatokat jellemzi; modellünk megalkotásakor felhasználtuk Matveev eredményeit [6]. A modellben az alábbi egyszerűsítésekkel élünk [6] alapján:

• A csőben áramló levegő intenzitását állandó értékűnek tekintjük. A csőben a légáramot egydimenziósnek vesszük, csak lamináris áramlással számolunk.

• A csőben a rácsnál van egy hőmérsékletugrás, a cső hőmérsékletét egyébként állandó értékűnek tekintjük.

• A rács által kisugárzott hővel nem számolunk és a cső által a rácstól elvezetett hőt is elhanyagoljuk, azaz csak a rács és a környező levegő közötti hőkonvekciót vesszük figyelembe.

• Feltételezzük, hogy a csőben csak lineáris folyamatok zajlanak.

• A csőben lévő levegő szinuszos rezgéseket végez, az ettől való eltérések kicsik, ezért azokat elhanyagoljuk.

• A gravitáció hatásával nem számolunk.

• A csőben áramló levegő (átlagos) sebessége kicsi a hangsebességhez képest. (Kicsi a rendszerünket jellemző Mach-szám.)

• A csillapító kamra hatását elhanyagoljuk.

A rendszer gerjesztéséhez szükséges kritikus teljesítmény (P_{kr}) az a minimális teljesítmény, amit ha túllépünk, akkor az adott körülmények között már gerjeszthető a termoakusztikus rendszer; a kritikus teljesítmény esetén a rendszerbe bevitt energia éppen egyensúlyban van a veszteségek miatt kiáramló energiával. Culick szerint a termoakusztikai rendszer Galerkin-féle (akusztikus) állapotai jó közelítéssel függetlennek tekinthetők, azaz a köztük lévő csatolás elhanyagolható, ezért az akusztikus módokat külön-külön vizsgálhatjuk [7, 8]. A korábbi cikkben bemutatott módon megkaptuk az egyszerűsített modellben az n -ik módhoz tartozó kritikus teljesítményt [6] felhasználásával. Megállapítottuk, hogy egyszerűsített modellünk általában jóval kisebb kritikus teljesítményt ad meg, mint amit a mérések során tapasztaltunk. Az eltérés akár 30–100% is lehet a közepes légáram-intenzitás tartományban, magasabb légáram-intenzitások esetében a hiba 100–150%-os.

Ilyen nagy hiba a gyakorlati technikai alkalmazások esetén nem engedhető meg. A hiba forrása az lehet, hogy az egyszerűsített modellben nem volt elég alapos a hőátadás vizsgálata, például nem számoltunk a hőszugárzás hatásával. A mérések során nemlineáris jelenségeket is megfigyeltünk (pl. hiszterézis, vagy örvények keletkezése), ezekre értelem szerűen nem ad magyarázatot egyszerű modellünk. Ezért kidolgoztunk egy újabb modellt, amiben már figyelembe vesszük a rendszerben fellépő egyéb energiaáramlásokat is. A pontosság javítása érdekében a korábbi feltételezéseinket a következőképpen módosítottuk: a hőtranszfer folyamán meghatározzuk a rácstól az áramló levegőbe jutó hőteljesítményt, a csőfalba jutó hőteljesítményt és a környezetbe jutó hőteljesítményt, az áramvezető pálcá által leadott hőteljesítményt, illetve figyelembe vesszük, hogy a cső belsejében nem egyenletes a hőmérséklet eloszlása. A rendszerben fellépő zavarok kismértékűnek tekinthetők, ezért az egyszerű modell többi feltételét továbbra is igaznak fogadhatjuk el.

A hullámegyenlet megadása

A nyomás, a sűrűség, a levegőbeli sebesség és a hőteljesítmény-sűrűség pillanatnyi értékét úgy írhatjuk fel, hogy vesszük az adott mennyiség csőbeli átlagértékét, és ehhez hozzáadunk egy időben és helykoordinátában is fluktuáló komponenst. A termoakusztikus rendszerünket jellemző hullámegyenlet [6] alapján:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - v_b^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{v_b^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial x} \frac{\partial p'}{\partial x} = \\ = (\gamma - 1) \frac{\partial q'}{\partial t} + \rho_0 v_b^2 \frac{\partial \Omega}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

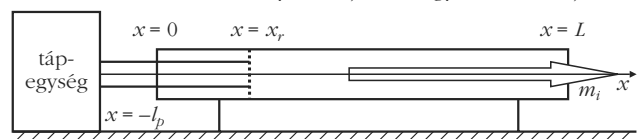
ahol p' a nyomás fluktuációja, v_b a hang sebessége, ρ_0 a sűrűség átlagértéke, γ a gáz fajhőviszonya, Ω' az egységnyi térfogatra vett forrásintenzitás fluktuációja, a q' mennyiség a rendszerbe jutó hőteljesítmény-sűrűség fluktuációja. A rendszer termoakusztikus instabilitásáért felelős tag arányos a hőteljesítmény-sűrűség fluktuációjának idő szerinti deriváltjával. A hullám csillapodását okozza a hővezetés, a viszkozitás az akusztikai határrétegen és a cső végeinél kisugárzott hang; ezek a csillapító tényezők az utolsó tagba vannak belefoglalva, amely arányos az egységnyi térfogati forrásintenzitás fluktuációjának időbeli deriváltjával [6].

A rendszerben fellépő hőátadási folyamatok elemzése

A Rijke-csőben kialakuló instabilitás függ attól, hogy a felhevült rács miként adja át energiáját a környezetnek, ezért részletesebben elemezzük a folyamatot. A cső belsejében a gáz áramlása 3 dimenziós folyamat, miközben örvények is keletkezhetnek, mint azt a gázzal fűtött csövekkel végzett kísérletek során láthattuk [4, 5]. A hőátadási folyamat három részre bontható: hőkonvekció, hővezetés és hőszugárzás. Ha a rendszer instabil állapotban van, akkor a csőbeli légáram intenzitása is fluktuál és a hő konvekciójában is fluktuáció mutatkozik. A rendszer precíz 3 dimenziós modellezése nagyon bonyolult lenne; ezért csak arra vállalkoztunk, hogy kifejelesszünk egy olyan egydimenziós modellt, amelyben a hőátadás minden fontos aspektusát figyelembe vesszük és ezáltal az egyszerűsített modellnél pontosabban írhatjuk le termodinamikai rendszerünk viselkedését. A következőkben e modell főbb jellemzőit mutatjuk be, a részletek ismertetése meghaladja a cikk kereteit.

A vízszintes helyzetű, elektromos árammal fűtött Rijke-cső vázlatát a 2. ábrán láthatjuk. Rendszerünk

2. ábra. A vízszintes helyzetű Rijke-cső egyszerű modellje.



modellje egy vízszintes cső, amelybe egy lokálisan kis kiterjedésű, síknak tekintett hőforrást (fűtött rácst) helyezünk az x_r pontba; a csővön keresztül m_i intenzitású levegő áramlik át.

A modell alapjául az energia megmaradásának elve szolgál, amelyre egy kvázi-stacionárius egydimenziós egyenletrendszert fogunk felírni. A hőátadás folyamán a következő komponenseket kell figyelembe vennünk [6] felhasználásával:

Kényszerített konvekció:

- a rács és az áramló levegő között;
- az áramvezető pálcá és az áramló levegő között;
- a cső fala és az áramló levegő között.

Természetes konvekció:

- a cső és a körülötte lévő külső levegő között;
- az áramvezető pálcá csővön kívüli része és a külső levegő között;
- a pálcá csővön belüli része és az áramló levegő között.

Hővezetés:

- a cső falában;
- az áramvezető pálcában.

Hőszugárzás:

- a rács és az áramló levegő, illetve a cső fala között;
- az áramvezető pálcá csővön kívüli része és a környezet, illetve az áramvezető pálcá csővön belüli része és az áramló levegő és a cső fala között;
- a cső és a környezete között.

A következő egyenletekben T az adott csőkeresztmetszetenél az átlagos hőmérsékletet jelenti. Az alsó indexek közül r a rácst, l a csőben áramló levegőt, c a csövet, p az áramvezető pálcát, k pedig a csövet körülfogó környezetet jelöli. A felső indexek közül $kkon$ a kényszerített konvekciót, $tkon$ a természetes konvekciót, bv a hővezetést, bs a hőszugárzást jelöli.

Az energiamegmaradás törvényének értelmében a rácstra jutó elektromos hőteljesítmény (P_r) egyensúlyi állapotban egyenlő a rácst elhagyó teljesítménnyel. A rácstról hő távozik a rajta keresztül áramló levegőbe kényszerített konvekcióval ($\dot{Q}_{rl}^{kkon}$), az áramvezető pálcá is elvezet valamennyi hőt a rácstól ($\dot{Q}_{rp}^{bv}$), és a rács hőszugárzással is lead energiát a környezetének ($\dot{Q}_r^{bs}$). A Rijke-cső fala és a rács közötti hővezetést elhanyagolhatjuk, mert a rács és a csőfal közötti kerámiatubus majdnem teljesen megakadályozza a hővezetést. A rács esetén a teljesítményekkel kifejezve felírhatjuk az energiamegmaradás elvét:

$$P_r = \dot{Q}_{rl}^{kkon} + \dot{Q}_{rp}^{bv} + \dot{Q}_r^{bs}. \quad (2)$$

A hővezetés általános egydimenziós (x irányú) alap-egyenlete [9]:

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} \Delta x = \frac{1}{S} \dot{Q}^{bv}, \quad (3)$$

ahol λ a hővezetési tényező, S a hővezetésben résztvevő felület, Δx az x irányú „lépésköz” (távolság), $\dot{Q}^{bv}$ a hővezetési teljesítmény (hőáram). A cső falában a hővezetési hőáram nagysága egyenlő a cső

belsejében áramló levegőbe kényszerített konvekciós hőáram, a környező levegőbe történő természetes konvekciós hőáram és a cső hőszugárzási hőárama összegével:

$$\lambda_c S_c \frac{d^2 T}{dx^2} \Delta x_c = \dot{Q}_{cl}^{kkon} + \dot{Q}_{ck}^{tkon} + \dot{Q}_{cl}^{bs} + \dot{Q}_{ck}^{bs}, \quad (4)$$

ahol S_c a csőfal keresztmetszete, λ_c a cső anyagának hővezetési tényezője (alumínium esetén $\lambda_c = 221$ W/mK).

A rácstra két áramvezető pálcá segítségével jut az elektromos energia. Mivel a két pálcá szimmetrikusan helyezkedik el, ezért a hőtranszport kiszámításánál elegendő az egyiket vizsgálni, a másikkra is hasonló kifejezés érvényes. A pálcára is felírhatjuk az energiamegmaradást kifejező egyenletet a teljesítmények segítségével:

$$\lambda_p S_p \frac{d^2 T}{dx^2} \Delta x_p = \dot{Q}_{pl}^{kon} + \dot{Q}_{pk}^{tkon} + \dot{Q}_p^{bs} - P_p, \quad (5)$$

ahol λ_p jelenti az áramvezető pálcá anyagának hővezetési tényezőjét (sárgaréz esetén $\lambda_p = 117$ W/mK), S_p a pálcá keresztmetszete, P_p pedig az egyik áramvezető pálcára jutó elektromos hőteljesítmény. (Itt már figyelembe vettük, hogy magának az áramvezető pálcának is van ohmos ellenállása. Az egyszerűség kedvéért feltételezhetjük, hogy az elektromos ellenállás miatti hőteljesítmény egyenletesen oszlik el az egész áramvezető pálcán.) A pálcá által hőszugárzás formájában kisugárzott energia két tagból áll, egyfelől a pálcá csővön kívüli része a környezetbe, másfelől a pálcá csővön belüli része főként az áramló levegőbe, illetve a Rijke-cső falába sugároz ki hőt.

A Rijke-csőben áramló levegő által konvekcióval szállított hőáram egyenlő a pálcá, a cső fala és a rács közötti kényszerített konvekciós hőárammal. Az energiamegmaradás elvének kifejezése [6] felhasználásával:

$$m_i c_p \frac{dT_l}{dx} \Delta x_l = \dot{Q}_{cl}^{kkon} + \dot{Q}_{pl}^{kon} + \dot{Q}_{rl}^{kkon} \delta(x - x_r), \quad (6)$$

ahol m_i a légáram intenzitása, c_p a levegő izobár fajhője ($T = 300$ K hőmérsékleten $c_p = 1004$ J/kgK). A δ függvényvel való szorzás jelentése, hogy a rács a levegőnek lokálisan „szinte egy pontban” (a rácspozícióban) adja át a hőt.

A csőben áramló levegőben a hővezetés elhanyagolható a hőkonvekcióhoz képest. Feltételezhetjük, hogy ha elég hosszú ideig várunk és kialakul az egyensúlyi állapot, akkor a cső végeinek hőmérséklete állandó, és sem a cső bal végén ($x = 0$), sem a cső jobb végén ($x = L$) nincs már hőátadás. Az egyszerűség kedvéért feltételezhetjük, hogy a csőbe beáramló levegő hőmérséklete közelítőleg megegyezik a csövet körülvevő levegő (környezet) hőmérsékletével.

A cső belsejében a hőmérséklet a rács közelében jóval magasabb, mint a cső többi helyén. A cső na-

gyobbik része viszonylag alacsony hőmérsékletű a rácshoz képest. A cső falában a hővezetés miatt változik a hőmérséklet, de ezt most egy kis időre elhanyagoljuk. A „fekete test” (black body) sugárzás útján kibocsátott hőtéljesítménye a Stefan–Boltzmann-törvényből számítható ki:

$$\dot{Q}^{bs} = S \sigma T^4, \quad (7)$$

ahol σ a Stefan–Boltzmann-állandó ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$). A „szürke test” sugárzás útján kibocsátott hőtéljesítménye a „fekete test” hőtéljesítményének ϵ -szorosa:

$$\dot{Q}^{bs} = \epsilon S \sigma T^4, \quad (8)$$

ahol ϵ az emissziós együtthatót jelenti. A rács esetén meg kell különböztetnünk a rács középső részét, ahol a levegő „szabadon” áramolhat rajta keresztül, illetve a drótháló szélső peremgyűrűjét, ahol a levegő áramlása akadályba ütközik, hiszen a rács itt van a kerámiatubushoz rögzítve. Mivel a rács nem fedi le a cső teljes belső keresztmetszetét, ezért az effektív hőtéljesítmény kiszámításához azt feltételeztük, hogy a rács középső „szabad” felülete (S_r') az áramló levegőbe sugározza ki az energiáját, a rács külső pereme pedig a csőfalba sugározza ki a hőt. A ráccstartó kerámiatubus szerepét az egyszerűség kedvéért elhanyagoltuk. A rács által kisugárzott teljesítmény:

$$\dot{Q}_r^{bs} = \epsilon_r \sigma \left[S_r' (T_r^4 - T_l^4) + (S_r - S_r') (T_r^4 - T_c^4) \right], \quad (9)$$

ahol ϵ_r a rács emissziós együtthatója ($\epsilon_r = 0,85$). A cső fala által a környezetbe kisugárzott hőtéljesítményt a következő kifejezéssel becsülhetjük [6]:

$$\dot{Q}_c^{bs} = \epsilon_c S_c' \sigma (T_c^4 - T_k^4), \quad (10)$$

ahol ϵ_c a cső anyagának emissziós együtthatója ($\epsilon_c = 0,89$), S_c' a cső felülete.

Az áramvezető pálcá hősugárzási teljesítményének kiszámításához a következő modellt használtuk: a pálcá l_p hosszúságú része „lóg ki” a Rijke-csőből, a pálcá teljes hossza L_p . Az egyszerűség kedvéért úgy vettük, hogy a pálcá bal szélének hőmérséklete megegyezik a környezet hőmérsékletével (T_k), a pálcá jobb vége viszont a rácshoz csatlakozik, ezért a hőmérséklet itt a rács hőmérséklete (T_r). Azt feltételeztük, hogy a pálcá bal szélétől a jobb széléig haladva a hőmérséklet egyenletesen növekszik. Ennek alapján a pálcá hősugárzási teljesítményét két részre bonthatjuk: egyfelől a Rijke-csőön kívüli pálcaszakasz a környező levegőbe sugároz ki energiát, másrésztől a csővön belüli pálcaszakasz a csőben áramló levegőbe és azon keresztül a csőfalba sugároz ki energiát. Az egyszerűség kedvéért a csőfal hőmérsékletét (T_c) állandónak tekintettük, ez a T_c érték a csőfal átlaghőmérsékletét jelenti; és úgy vettük, hogy a pálcá csőben lévő része körül az áramló levegő átlaghőmérsékletének (T_l) és a csőfal átlaghőmérsékletének átlaga a

hőmérséklet. Ezek alapján kiszámítottuk a pálcá által kisugárzott $\dot{Q}_p^{bs}$ hőtéljesítményt:

$$\epsilon_p \sigma \pi D_p \left[\left(T_r^4 + T_k^4 + T_r^3 T_k + T_r T_k^3 + T_r^2 T_k^2 \right) \frac{L_p}{5} + \left(\frac{T_c + T_l}{2} \right)^4 (l_p - L_p) - T_k^4 l_p \right], \quad (11)$$

ahol ϵ_p a pálcá emissziós együtthatója ($\epsilon_p = 0,86$), D_p az áramvezető pálcá átmérője. Mivel két szimmetrikus elhelyezésű áramvezető pálcá van, ezért a teljes sugárzási teljesítményük ennek a duplája.

A számítási modell

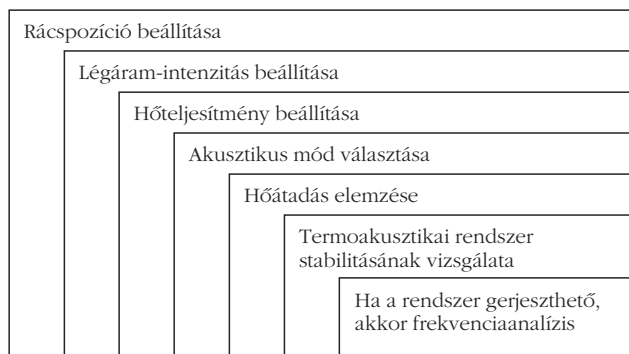
Az előbbieken meghatároztuk a hőátadás különböző komponensei közötti kapcsolatokat. A kezdő- és peremfeltételek alkalmazásával az egyenleteket numerikusan megoldva megkapjuk az áramló levegő, a csőfal és az áramvezető pálcák hőmérsékletét a rács helyzetének függvényében. A cső hossza (L) mentén N darab kis Δx tartományra bontjuk a rendszerünket. Az áramlási hőmérséklet térbeli deriváltját az x_i koordinátájú pontban úgy közelíthetjük:

$$\frac{dT(x_i)}{dx} \approx \frac{T(x_i) - T(x_{i-1})}{x_i - x_{i-1}} = \frac{T(x_i) - T(x_{i-1})}{\Delta x}, \quad (12)$$

ahol $T(x_i)$ jelenti az x_i koordinátájú pont abszolút hőmérsékletét, és $\Delta x = x_i - x_{i-1} = L/N$, mert végig egyenletes felosztást használunk. A rendszer pontjai hőmérsékletének másodrendű deriváltjait a másodrendű differenciálokból kapjuk:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T(x_i)}{dx^2} &\approx \frac{\frac{T(x_{i-1}) - T(x_i)}{\Delta x} - \frac{T(x_i) - T(x_{i-1})}{\Delta x}}{\Delta x} = \\ &= \frac{T(x_{i-1}) + T(x_{i-1}) - 2 T(x_i)}{(\Delta x)^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

A hőtranszfert leíró egyenletek jobb oldala nem mindig lineáris, mivel a sugárzástól és a hőátadási koefficiens-től is függ, ami viszont függ a hőmérséklettől [6]. A hőmérsékleteket tartalmazó egyenletrendszerek megoldásához iteratív eljárást használhatunk. Minden egyes lépés során a helyi jellemzők határozzák meg a helyi hőmérsékletet. Abból indulunk ki, hogy az adott x_i koordinátájú pontban megadjuk a hőmérséklet kezdőértékét (ez általában szobahőmérsékletet jelent). Ezután a ráccsal közölt hő hatására az egyenletekben szereplő hőmérsékletek kicsit növekedni kezdenek. Az előbbi hőmérsékletekkel megadott egyenletrendszert megoldhatjuk valamilyen hagyományos módszerrel, amiből újabb hőmérsékleteket kapunk, majd újra megoldjuk az egyenletrendszert. Ezt az eljárást addig ismételjük, amíg a hőmérséklet-függvény már nem változik to-



3. ábra. A rendszer stabilitásának ellenőrzése.

vább, tehát addig, amíg az eredmény nem konvergál egy adott értékhez; azaz minden i -re ($0 \leq i \leq N$) létezik egy olyan j' pozitív egész szám, amelyre igaz, hogy minden tőle nagyobb pozitív egész j szám esetén (azaz $j > j'$):

$$|T(x_i)^{(j)} - T(x_i)^{(j')}| \leq \epsilon^*, \quad (14)$$

ahol a $T(x_i)^{(j)}$ azt jelöli, hogy az x_i koordinátájú pontban a j -ik iterációs lépésben mekkora a hőmérséklet, ϵ^* pedig tetszőlegesen kicsi pozitív szám, amelynek értékét mi határozhatjuk meg. Minél kisebb ϵ^* , annál pontosabban kapjuk meg a hőmérsékletet az adott koordinátájú pontban. Ha a (14) egyenlőtlenség teljesül, akkor a $T(x_i)^{(j')}$ hőmérsékletet tekintjük az x_i koordinátájú pont „egyensúlyi” hőmérsékletének.

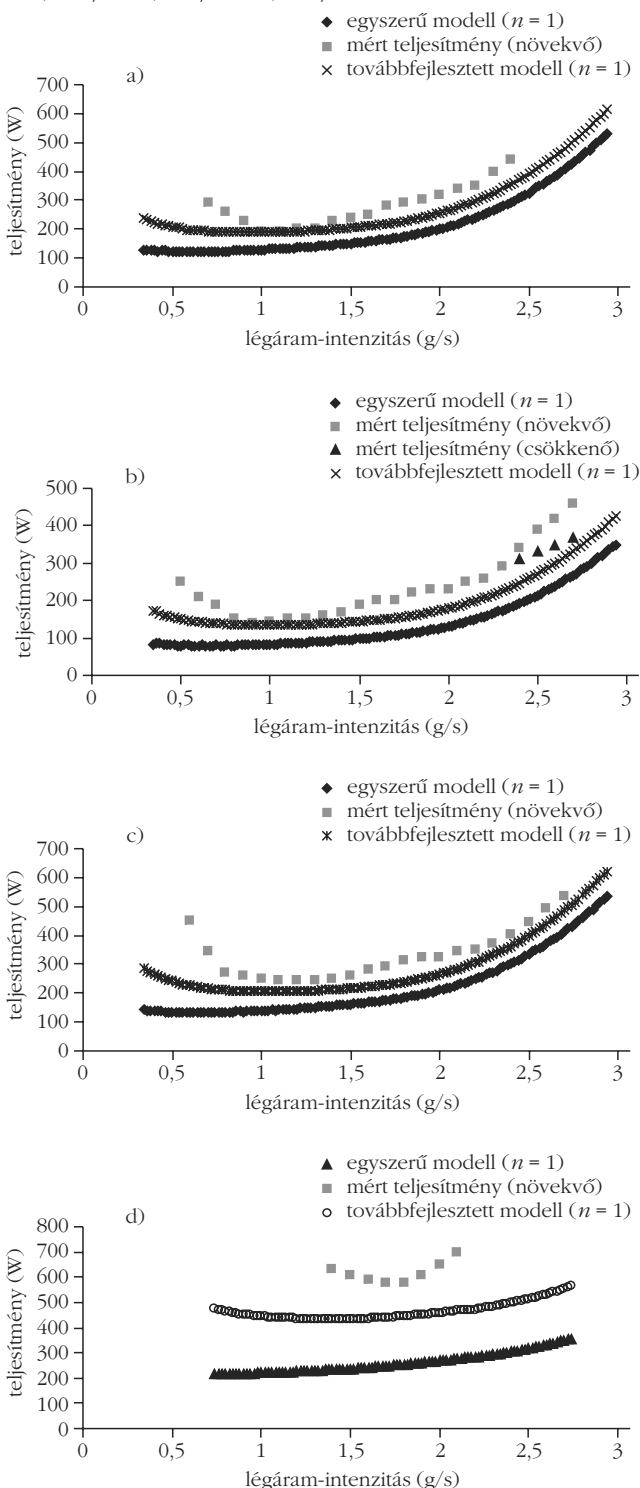
Az iteratív módszer alkalmazásának vannak korlátai. Ha a rács hőmérséklete túlzottan magas, ami akkor fordulhat elő, ha nagy a rácsot fűtő hőteljesítmény, miközben kicsi a rácsra áramló levegő intenzitása, akkor az iterációs módszer nem konvergál egy adott megoldáshoz, mivel a rendszer „nagyon nemlineáris” viselkedésű. (A sugárzással kibocsátott energia a hőmérséklet negyedik hatványával arányos.)

A rendszer stabilitásának ellenőrzése

A rendszer stabil állapotát a hullámegyenlethez kapjuk meg az egyes akusztikus módok stabilitásán keresztül. Ha minden akusztikus mód stabil, akkor maga a termodinamikai rendszerünk is stabil, de ha akár egyetlen mód is instabil, akkor rendszerünk is instabil állapotban van [6]. Az instabilitás szempontjából elég csak az alacsony módokat ellenőrizni, mert a magasabb módok esetén a csillapítás a frekvenciával gyorsan nő. Elsőként kiválasztjuk a bennünket érdeklő rácspozíciót, majd a légáram-intenzitást. Ezután meghatározzuk azt a kritikus hőteljesítményt, ami már elegendő ahhoz, hogy rendszerünk instabil állapotba kerüljön. Ez úgy történik, hogy a leírtaknak megfelelően iteratív eljárással meghatározzuk a cső belsejében a hőmérséklet térbeli eloszlását és a rácsról a rajta áramló levegőbe konvekcióval átadott hőteljesítményt, illetve a hőszugárzás és a hővezetés hatását is figyelembe vesszük. Rendszerünk stabilitását a legalacsonyabb módtól kezdve teszteljük, ha

találunk instabil módot, akkor rendszerünk maga is instabil, ellenben ha minden vizsgált mód stabil, akkor az adott paraméterek (x_r , m_p , P) mellett maga a termodinamikai rendszer is stabil állapotban van. Ha a rendszer stabilnak mutatkozott, akkor nagyobb fűtőteljesítménnyel folytatjuk annak tesztelését. Ha az adott hőteljesítmény esetén rendszerünk instabil,

4. ábra. Az egyszerű és a továbbfejlesztett modell alapján számított kritikus teljesítmények összehasonlítása a kísérleti adatokkal a) $x_r = L/8$; b) $x_r = L/4$; c) $x_r = 3L/8$; d) $x_r = 5L/8$.



akkor csökkentjük a hőteljesítményt és megvizsgáljuk, hogy vajon kisebb teljesítmény esetén stabil állapotba kerül-e rendszerünk. Így megkapjuk, hogy mi az a legkisebb teljesítmény, ahol a rendszer instabil állapotba kerül, illetve mi az a legnagyobb teljesítmény, ahol a rendszer még stabil állapotban van. Ezután a légáram-intenzitást megváltoztatjuk és elől-ről kezdjük az egész tesztelési eljárást, majd a rácspozíciót is változtatjuk és így ismétjük meg az eljárást; a végén megkapjuk a rendszer stabil és instabil állapotait elválasztó határgörbét.

Az algoritmus implementálása C++ nyelven történt. A stabilitási határértékek kiszámítására szolgáló algoritmus vázlata a 3. ábrán látható. Ha termoakusztikus rendszerünk a modell alapján gerjeszthetőnek mutatkozik, akkor a pontosabb számítások érdekében még frekvenciaanalízist is végzünk. Ennek a leírására egy későbbi cikkben szeretnénk visszatérni.

A stabilitási határértékeket 4 különböző rácspozíció esetén teszteltük az eljárás segítségével. A numerikus eredményeket összehasonlítottuk a kísérleti eredményekkel és az egyszerűsített modell értékeivel is (4. ábra).

Megállapíthatjuk, hogy a továbbfejlesztett modellekből elméletileg kapott adatok jóval pontosabbak. Az egyszerű modellünk alapján számolt stabilitásigörbe-értékek gyakran csak feleakkorák voltak, mint a kísérletileg kapott görbe értékei. A továbbfejlesztett modell alapján sokkal jobb egyezést kaptunk; közepes hőteljesítmény és légáram-intenzitás mellett a kísérletekből kapott és a modell alapján számított görbe között jóval kisebbek az eltérések, mint az egyszerű modell esetén, ezért ez a továbbfejlesztett modell inkább alkalmas a valós fizikai rendszer leírására. Túlzottan magas, illetve túlzottan alacsony hőteljesítmény és légáram-intenzitás esetén mindkét modell torzít, hiszen itt már olyan fizikai effektusok is felléphetnek (pl. örvényképződés), amellyel egyik modellben sem számoltunk.

Összegzés

Ebben a cikkben egy továbbfejlesztett termoakusztikus modellt mutattunk be, amely alkalmas arra, hogy segítségével a Rijke-csőben lezajló folyamatok esetén a stabilitást az instabilitástól elválasztó határgörbét pontosabban meghatározzuk. A modell alapján kiszámított stabilitási görbéket a kísérletekből kapott stabilitási görbékkel összehasonlítva azt mondhatjuk, hogy a rendszer paramétereinek középső tartományában a modell elfogadható pontossággal írja le a valós termoakusztikus rendszert a stabilitás szempontjából; alacsony és magas légáram-intenzitások és hőteljesítmények esetén viszont a modellünk már kevésbé pontos.

Köszönetnyilvánítás

Az írás a Szegedi Tudományegyetem Természettudományi és Informatikai Karán Fizika PhD-program (A közép- és felsőfokú fizika oktatásának fejlesztésére irányuló kutatások) keretében készült. Külön köszönetem szeretném kifejezni témavezetőnek, Papp Katalinnak, aki hasznos információkkal és adatokkal segített a cikk megírásában.

Irodalom

1. P. L. Rijke: Notiz über eine neue art, die luft in einer an beiden enden offenen Röhre in schwingungen zu versetzen. *Annalen der Physik* 107 (1859) 339–343.
2. Beke T.: Termoakusztikus projektfeladat Rijke-cső vizsgálatára. *Fizikai Szemle* 59/7–8 (2009) 253–257.
3. Beke T.: Termoakusztikus jelenségek vizsgálata iskolai projektfeladatban. *A fizika tanítása* 17/4 (2009) 7–14.
4. T. Beke: Observation of thermoacoustic phenomena in school project. *Physics Education* 44/5 (2009) 536–548.
5. T. Beke: Thermoacoustic school project. *Acta Didactica Napocensia* 2/2 (2009) 9–24.
6. K. I. Matveev: *Thermoacoustic Instabilities in the Rijke Tube: Experiments and Modeling*. PhD thesis. (2003) California Institute of Technology, Pasadena, CA.
7. F. E. C. Culick: Nonlinear behavior of acoustic waves in combustion chambers, Parts I and II. *Acta Astronautica* 3 (1976) 714–757.
8. F. E. C. Culick: A note on ordering perturbations and insignificance of linear coupling in combustion instabilities. *Combustion Science and Technology* 126 (1997) 359–379.
9. Budó Á.: *Kísérleti fizika I*. Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 1997.

A FIZIKA OKTV HARMADIK FORDULÓJA AZ ELSŐ KATEGÓRIA RÉSZÉRE – 2010

Vannay László, Fülöp Ferenc
BME, Fizikai Intézet, Fizika Tanszék

A Műegyetem Fizikai Intézete 1994 óta rendezi a Fizika Országos Középiskolai Tanulmányi Verseny (OKTV) harmadik, döntő fordulóját. Korábban három kategóriában versenyeztek a diákok. Első kategóriában az emelt szintű fizikaoktatásban részesülők, a másodikban az általános tantervű gimnáziumok tanulói és a harmadik kategóriában a szakközépiskolák diákjai.

A fizika OKTV – a 2007/2008-as tanévtől kezdődően – két csoportban (kategóriában) kerül megrendezésre.

A diákok hovatartozása a versenykiírás szerint:

„Az I. kategóriába azok a középiskolai tanulók, akik nem tartoznak a II. kategóriába.

A II. kategóriában azok a gimnáziumi tanulók, akik a 9. évfolyamtól kezdődően – az egyes tanévek heti óraszámát összeadva – a versenyben való részvétel tanévének heti óraszámával bezárólag összesen heti 8, vagy annál több órában tanulják a fizikát bizonyítványban feltüntetett tantárgyként.”

Mind a két csoport részére három fordulóból áll a verseny. Az első két forduló során elméleti problémá-

kat kell megoldaniuk a versenyzőknek, míg a harmadik fordulóban mérési feladatokkal kell megbirkózniuk. A harmadik fordulóban az első két forduló legjobbjai mérik össze tudásukat.

A verseny értékelése a második (az I. kategóriánál maximum 60 pont) és a harmadik (az I. kategóriánál maximum 40 pont) fordulóban szerzett pontok összegzésével történik.

A BME Fizikai Intézet ebben az évben az I. kategória versenyének harmadik – döntő – fordulóját rendezte. A versenyen 30 diák vett részt, két 15 fős csoportban. Az egyik csoport délelőtt 8-tól 12 óráig, a másik 12.30-tól 16.30-ig dolgozhatott, egymástól függetlenül elválasztott mérőhelyeken. A mérőhelyeket sorsolással osztottuk ki a versenyzők között.

Dolgozatunkban először bemutatjuk a verseny kezdetekor kiadott írásos anyagot, majd vázoljuk a kitűzött feladatok megoldásának módját, beszámolunk az értékelés során szerzett tapasztalatokról, a versenyzők eredményeiről, és végül köszönetet mondunk mindazoknak, akik közreműködtek a verseny előkészítésében vagy lebonyolításában.

A versenyzők részére kiadott írásos anyag

Valós rugalmas ütközés vizsgálata

Feladat: a mérőhelyen található inga, valamint az inga és a kiskocsi ütközésének vizsgálata segítségével határozza meg a kiskocsi tömegét a reá szerelt rugóval és a gyurmaterheléssel együtt.

A megoldás lépései:

a) Végezzen méréseket arra vonatkozóan, hogy a rendelkezésére álló ingát tekintheti-e „jó közelítéssel” matematikai ingának! Az inga rúdja csapágyazott, merev, „grafit” cső, a rúd végén lévő golyó tömege: 62 gramm. (maximum: 8 pont)

b) Határozza meg az inga és a kocsi ütközésére jellemző „ütközési tényezőt”! (maximum: 16 pont)

c) Határozza meg a kocsi tömegét! (maximum: 16 pont.)

Készítsen jegyzőkönyvet, amelyben részletesen ismertesse munkája menetét – olyan részletességgel, hogy annak alapján megismételhetők legyenek mérései – adja meg a mérései során nyert adatokat, azok feldolgozásához alkalmazott összefüggéseket, valamint az összefüggések segítségével kapott eredményeket. Ügyeljen arra, hogy számításai követhetők legyenek! Befejezésül közölje az elvégzett munkájával kapcsolatos megjegyzéseit és észrevételeit!

A feladat megoldásához a mérőhelyen az alábbi eszközöket találja:

Kiskocsi rugóval és terheléssel (a vizsgált minta); Bunsen-állvány díóval és fogóval; gyűjtőlencse foglalatban ($f \approx 35$ mm); stopperóra; szintezhető alaplap, rászerelt ingaállvány ingával, szögmérővel és megvilágító LED-del (a LED-et a működéséhez szükséges tápegység bekapcsolásával helyezheti üzembe); az alapra szerelhető ütköző; szintező; *Négyjegyű függvény táblázatok*. *Matematikai, fizikai, kémiai összefüggések*. 1 db fehér A4-es papírlap; tolómérő (subler); szigetelőszalag; borotvapenge; csavarhúzó.

További információk:

A verseny időtartama 4 óra. Az elkészített jegyzőkönyve minden lapján, az első oldal jobb felső sarká-

ban tüntesse fel a mérőhely számát, valamint azt, hogy a délelőtti (De), vagy a délutáni (Du) csoportban mért. Egyéb azonosításra alkalmas adatot (név, iskola stb.) ne tüntessen fel! Ha a kiadott eszközök kezelésével kapcsolatban problémái vannak, vagy az eszközök működésénél rendellenességet tapasztal, forduljon a felügyelő tanárokhöz. A méréseket körültekintően végezze! Vigyázzon, hogy az erős fényforrás ne világítson senkinek sem a szemébe! Tartsa be az általános balesetvédelmi szabályokat! Vigyázzon saját maga és a kiadott eszközök épségére!

A feladat megoldása

A versenyzők részére a feladat megértését segítette a mérőhelyen található eszközök jelenléte, míg az olvasó számára csak az eszközök listája ad némi tájékoztatást. Ezért két képet közlünk a kísérleti berendezésről. Az *1. kép* az állványra szerelt ingát mutatja, az állítható szögmérővel és a LED tartójával. A *2. kép* a mérésnél használandó összeállítást mutatja: a vizsgált kiskocsit a rászerelt rugóval, az állítható helyzetű ütközővel és a szögmérő skálájának kivetítéséhez alkalmazott optikai lencsével. A felvételen gyengén látszó kivetített skálát külön kiemeltük.

a) Ha az ingát ideális matematikai ingának tekintjük, a lengésidejének meghatározásához csak az inga hosszát kell ismernünk. Esetünkben az inga hosszának a tengely középpontjának és a golyó súlypontjának távolságát tekinthetjük. Ez a hossz a golyó tengelyközépponttól való távolságából, és a golyó sugarának méretéből tevődik össze. A távolságokat tolómérővel mérve: $l = 69 + 12,5 = 81,5$ mm. Ezzel az értékkel számolva, az inga lengésideje (T_i):

$$T_i = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{81,5 \cdot 10^{-3}}{9,81}} = 0,5727 \text{ s.} \quad (1)$$

Az ingát nyugalmi helyzetéből 5° -ra kitérítve – az (1) összefüggés ilyen esetre vonatkozó közelítés – 30 lengés idejét tudtuk mérni. A mérést 10 esetben elvégezve, az átlagosan mért lengésidő: $T_m = 0,5735$ s. A lengésidőből számított ingahossz: $l_m = 81,73$ mm. Vizsgálataink alapján, a mért és a számított adatok összehasonlításával, azt a következtetést vontuk le,

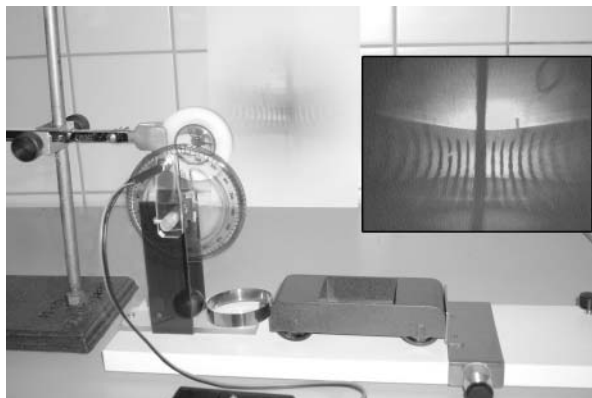
hogy ingánk a továbbiakban „jó közelítéssel” matematikai ingának tekinthető.

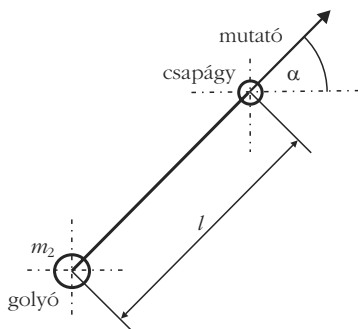
b) Két test centrális és egyenes ütközésekor az ütközés előtti, és az ütközés utáni sebességek közötti kapcsolat könnyen levezethető, de megtalálható a középiskolában használatos képletgyűjteményben (*Négyjegyű függvény táblázatok*. *Matematikai, fizikai, kémiai összefüggések*) is. A vonatkozó összefüggések:

1. kép. Inga az állványon



2. kép. A mérésnél használandó összeállítás.





1. ábra. Vázlat az ingáról

$$u_1 = (1 + k) \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} - k v_1, \quad (2)$$

$$u_2 = (1 + k) \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} - k v_2, \quad (3)$$

ahol v az ütközés előtti sebesség; u az ütközés utáni sebesség, és k az ütközési szám:

$$k(v_1 - v_2) = u_2 - u_1. \quad (4)$$

Legyen az 1 jelű test az inga gömbje, a 2 jelű a kiskocsi. Amikor az ingát alkotó gömböt ütköztetjük a rögzített kiskocsival: $v_2 = u_2 = 0$ és ekkor:

$$k v_1 = -u_1. \quad (5)$$

A gömb ütközés előtti sebességét (v_1) az indítás magasságából, az ütközés utáni sebességét (u_1) az emelkedés magasságából, az energiamegmaradás törvénye segítségével határozhatjuk meg. Az inga helyzetét az ingához rögzített, szögmérő előtt mozgó mutató segítségével állapíthatjuk meg. Ha az ingát függőleges helyzetéből 90° -kal – vízszintes helyzetbe – kitérítjük és innen nyugalmi helyzetből elengedve, az ütközés előtti sebessége:

$$v_1 = \sqrt{2lg} = \sqrt{2 \cdot 81,73 \cdot 10^{-3} \cdot 9,81} = 1,2663 \text{ m/s}. \quad (6)$$

Az ütközés után az emelkedés magasságának pontos meghatározása az inga gyors mozgása, és az inga helyzetét jelző szögmérő sűrű beosztása miatt nehezen oldható meg. Ezért az átlátszó műanyag szögmérő skáláját zöld színű LED-del megvilágítjuk és egy lencse ($f = +35$ mm.) segítségével ernyőre vetítjük. (Mivel a LED a skálának csak egy részét világítja meg, a LED helyzetét a szükségletnek megfelelően a szögmérő mentén egy körpályán lehetett változtatni.) Az inga gyors mozgása miatt az inga helyzetének meghatározása a mutató segítségével még így kivetítve sem könnyű feladat. Ezért a szélső helyzet meghatározásakor úgy jártunk el, hogy a szögmérő skálájának egy részét szigetelőszalaggal leragasztottuk, majd azt vizsgáltuk, hogy az ingára szerelt mutató a leragasztott részen túllendült-e. Ilyen

módon megbízhatóan $0,5^\circ$ pontossággal határozhattuk meg a mutató, azaz az inga helyzetét. Méréseink során azt találtuk, hogy a rögzített kocsiról ütközés után viszszapattanó inga $\alpha_1 = 3,5^\circ$ híján érte el vízszintes kiindulási helyzetét. Így az ütközés utáni pillanatban a visszapattanó golyó sebessége:

$$u_1 = \sqrt{2lg(1 - \sin \alpha_1)} = \sqrt{2 \cdot 81,73 \cdot 10^{-3} \cdot 9,81 \cdot (1 - \sin 3,5^\circ)} = 1,2270 \text{ m/s}. \quad (7)$$

A megállapított sebességek és (5) felhasználásával az ütközési tényező:

$$k = 0,969.$$

c) A kiskocsi tömegének meghatározására a (2) kifejezés ad lehetőséget. Amikor az ingát a rúd vízszintes helyzetéből indítva az álló, de nem rögzített kocsihoz ütköztetjük, $v_2 = 0$, v_1 pedig a már korábban is meghatározott 1,266 m/s. Ugyancsak ismert m_1 , a golyó megadott tömege (62 g). Így csak a golyó ütközés utáni sebességét kell megállapítanunk ahhoz, hogy a kocsi tömegét (m_2) kiszámíthassuk.

A golyó ütközés utáni sebességét pedig ismét az emelkedés magasságának ismeretében tudjuk meghatározni. A mérés menete azonos az u_1 meghatározásánál alkalmazott eljárással. Méréseink alapján az inga mutatója, a golyó szélső helyzetében $\alpha_2 = 56,5^\circ$ -os szöggel tért el a vízszintestől. Így a golyó sebessége az ütközés után:

$$u'_1 = \sqrt{2lg(1 - \sin \alpha_2)} = \sqrt{2 \cdot 81,73 \cdot 10^{-3} \cdot 9,81 \cdot (1 - \sin 56,5^\circ)} = 0,5161 \text{ m/s}.$$

A most már a rendelkezésünkre álló adatokat a (2) egyenletbe behelyettesítve:

$$-0,5161 = (1 + 0,969) \cdot \frac{62 \cdot 1,2663 + m_2 \cdot 0}{62 + m_2} - 0,968 \cdot 1,2663.$$

Innen a kiskocsi tömege:

$$m_2 = 155,44 \text{ g}.$$

Utólag a kiskocsi tömegét megmérve, azt 150 g-nak találtuk.

A versennyel kapcsolatos tapasztalatok és az eredmények

A feladat első részét a legtöbben sikeresen megoldották: az inga lengésidejének méréséből kapott és a mért adatokból számított értékének összehasonlításával. Megoldást jelentett az inga közvetlenül mért és a mért lengésidőből számított hosszának összehasonlítása is. Helyes mérési adatok esetén mind a két esetben igen jól egyeztek az adatok.

Az inga hosszának mérésénél nem vártuk el a toló-mérőn a Noniusz-skála használatát. 0,5 mm-es mérési pontosságra számítottunk. Néhányan ismerték a skála használatának módját és alkalmazták. Volt azonban olyan versenyző, aki 2 cm-es hibával mérte a közel 8 cm-es hosszat.

Sokan nem tudták, vagy nem gondoltak arra, hogy a matematikai inga lengésidéjére szokásosan alkalmazott összefüggés egy közelítés, amely 5° -nál kisebb kitérések esetén ad helyes eredményt.

A feladat második részénél néhány versenyző nem ismerte az ütközési szám fogalmát. Ennek a problémának úgy akartuk elejét venni, hogy olyan „függvény táblát” adtunk minden versenyzőnek, amelyben szerepelt az ütközési szám definíciója (4), valamint a feladat megoldásához szükséges további két összefüggés – (2) és (3) – is. Néhány versenyző nem vette igénybe a segítséget, és maga definiált egy ütközési számot, ütközés előtti és utáni energiák, vagy sebességek segítségével.

Az ütközési szám meghatározásának legegyszerűbb módja az ingának a rögzített kiskocsival való ütköztetése, és az ingát képező golyó ütközés előtti és ütközés utáni sebességének meghatározása. Ekkor – mint ahogy fentebb leírtuk – az (5) összefüggés adja a megoldást. A golyó két sebessége az inga kitérésszögének mérésével (6), illetve (7) alkalmazásával történhet. Ezt az egyszerű megoldást – érdekes módon – csupán egy versenyző választotta.

A versenyzők zöme a (4) összefüggést vagy a lendületmegmaradás törvényét alkalmazta. Nekik szükségük volt a kocsis ütközés utáni sebességének ismeretére. Ezt a sebességet elvileg helyesen csak egy-két diák határozta meg. Ők a veszteségek miatt állandó lassulással mozgó test sebességére és a test által megtett útra vonatkozó összefüggést alkalmazták, utat és időt mértek. A rövid út miatt az idő mérése okozott nehézséget.

A legtöbben a kocsis mozgását állandó sebességűnek tekintették, és ugyancsak utat és időt mértek.

Azzal, hogy „valós” ütközés vizsgálatát kértük, arra akartuk felhívni a figyelmet, hogy az ütközés során veszteségek lépnek fel. Ez többeknek elkerülte a figyelmét, és veszteségek nélküli, ideális rugalmas ütközésnek tekintették a vizsgált esetet.

Az ütközési számra kapott igen eltérő eredményeket többen nem értelmezték. Nekik nem tűnt fel, hogy 1-nél nagyobb értéket kaptak, vagy rugalmatlan ütközésre jellemző kis értéket határoztak meg.

A kiskocsi tömegének meghatározása szoros kapcsolatban áll az ütközési számmal. Ezért az előbb röviden ismertetett elvi vagy mérési hibák kihatással voltak a tömeg értékének meghatározására. Ismét meg

kell említeni, hogy a biztosan hibás eredmény – például a kocsis tömegére kapott 3 g – nem gondolkoztatja el a versenyzők többségét.

Szembeötlő, hogy a versenyzők kétharmada vidéki iskolából jött. Külön meg kell említeni a győri Révai Miklós Gimnáziumot (felkészítő tanár: *Somogyi Sándor*) ahonnan hat versenyző vett részt a döntőn, és közülük négyen az első tíz között végeztek.

Figyelmet érdemel a budapesti Puskás Tivadar Távközlési Technikum diákjainak teljesítménye is, ahonnan öten kerültek a döntőbe.

A végeredmény

A második és a harmadik fordulón elért pontszámok összesítése után az élmezőnyben a sorrend az alábbiak szerint alakult:

1. *Varga Ádám* (SZTE Ságvári Endre Gyak. Gimn., Szeged, felkészítője: *Tóth Károly* és *Hilbert Margit*),

2. *Tamás Bence* (Szent István Gimn., Kalocsa, felkészítője: *Szöke Imre*),

3. *Maknics András* (Móricz Zsigmond Gimn., Szentendre, felkészítője: *Rózsa Sándor*),

4. *Hargitai Balázs* (Piarista Gimn., Budapest), 5. *Mészáros András* (Révai Miklós Gimn., Győr), 6. *Nagy Miklós* (Révai Miklós Gimn., Győr), 7. *Gőgös Balázs* (Révai Miklós Gimn., Győr), 8. *Vuchetich Bálint* (Révai Miklós Gimn., Győr), 9. *Lájer Márton* (Szent László Általános Művelődési Központ, Baja), 10. *Albert Áron* (Sárospataki Református Gimn., Sárospatak), 11. *Morapitiye Sunil* (Táncsics Mihály Gimn., Kaposvár), 12. *Szedelényi János* (Puskás Tivadar Távközlési Technikum, Budapest), 13. *Varsányi Márk* (Szilágyi Erzsébet Gimn., Eger), 14. *Szabó Zoltán* (Szilágyi Erzsébet Gimn., Eger), 15. *Kiss Ádám* (Czuczor Gergely Bencés Gimn., Győr).

Köszönetnyilvánítás

A verseny anyagi háttérét részben az Oktatási Hivatal biztosította. Ezt ezúton is köszönjük.

A verseny lebonyolításához szükséges eszközök kivitelezéséért *Horváth Bélának*, *Halász Tibornak* és *Bácsa Sándornak*, a megfelelő körülmények megteremtéséért *Gál Bélánénak* és *Mezey Miklósnak* mondunk köszönetet.

A versennyel kapcsolatos adminisztrációs és gazdasági ügyek intézéséért *Honti Editet* és *Kovács Annát* illeti köszönet.

Elismerés és köszönet illeti mindazokat (szülőket, tanárokat, barátokat stb.), akik segítettek a versenyzők munkáját és ezzel hozzájárultak a verseny sikeréhez.



Világító jobb oldali melléknapp, Budapest



Fényes körülíró ív, Budapest



22° haló, melléknappok, naposzlop, felső érintő ív, felső oldalív, zenit körüli ív, Budapest



Fényes naposzlop, Mogyoród



Jobb oldali melléknapp naplementekor, Tardos



22° haló, bal oldali melléknapp és rövid melléknapp-ív, Mogyoród

