

# TILTOTT MAGREAKCIÓK («HIDEGFÚZIÓ»)

Kálmán Péter, Keszthelyi Tamás  
BME, Fizikai Intézet

1989-ben jelent meg *M. Fleischmann* és *S. Pons* azóta hírhedtté vált közleménye, amelyben azt állították hogy LiOD nehésvízes oldatának palládiumkatód és platinaanód közötti elektrolízisekor magfizikai folyamatoknak tulajdonítható extra hőfejlődést észleltek [1]. Azóta ezt a „hidegfúzió”-nak nevezett jelenséget sokan vizsgálták. A kísérletek azonban megmagyarázhatatlan és sokszor reprodukálhatatlan jelenségeket szolgáltatnak, és elfogadható elméleti magyarázatot a szobahőmérséklet közelében lejátszódó atommagfúziós reakciókra eddig még senki nem adott. Ezért a tudományos közélet a jelenséget illetően erősen megosztott, a fizikusok jelentős része, elfogadható elméleti magyarázat híján, még a hidegfúzió létezésének lehetőségét is elutasítja.

Az elutasító magatartásnak három alapvető oka van. Az egyik, hogy a felszabaduló többletenergiát produkáló kísérletekben nem tudták kimutatni a magfizikai tudásunk alapján várt reakciótermékeket és nem tapasztaltak számottevő radioaktív sugárzást sem. A másik, hogy a kísérletek bizonytalanul reprodukálhatók, vagyis a jelenség hol van – hol nincs. (Ez tűnik a leginkább zavaró momentumnak, bár annak fényében, hogy elméleti útmutató hiányában a kísérletezők vaktában tapogatódnak, érthető.) A harmadik pedig, hogy magfizikai ismereteink alapján a részecskék között fellépő elektromos taszítás miatt a szobahőmérséklethez közeli, alacsony hőmérsékleten még kimutatható (mérhető) effektus sem várható. Ezt most bővebben (vázlatosan) kifejtjük.

Az azonos előjelű,  $z_1$  és  $z_2$  töltésszámú, töltött részecskék közötti magreakciók hatáskeresztmetszete [2]:

$$\sigma(\varepsilon) = S(\varepsilon) \frac{\exp[-2\pi\eta_{12}(\varepsilon)]}{\varepsilon}, \quad (1)$$

ahol  $S(\varepsilon)$  az asztrofizikai  $S$ -faktor,  $\varepsilon$  a mozgási energia a tömegközépponti koordináta-rendszerben és  $\eta_{12}(\varepsilon)$  a Sommerfeld-paraméter. ( $\sigma$  egy felületdimenziójú mennyiség.  $N\sigma\Phi$  az időegységenként végbemennő magreakciók száma, a hozam, ahol  $N$  a bombázott céltárgyrészek száma és  $\Phi$  a bombázó részek fluxusa, vagyis a felületegységenként egységnyi idő alatt beeső részek száma.)

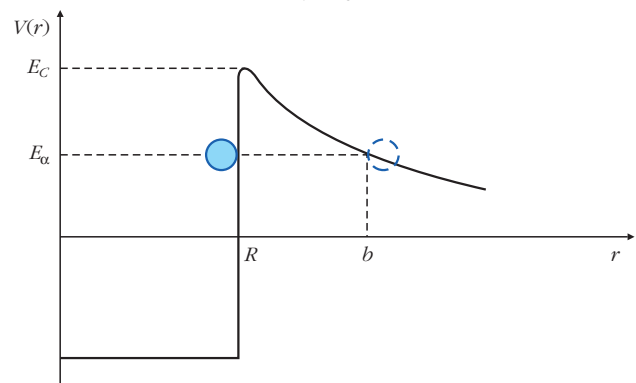
Ha a reakció energiája  $\Delta > 0$  ( $\Delta$  a kezdeti és a végállapot nyugalmi energiáinak a különbsége), akkor az energiamegmaradás teljesül és a spontán folyamat (magreakció) megengedett. Azonos töltésű részecskék között azonban  $\varepsilon \rightarrow 0$  esetén a folyamat tiltottá válik, mivel ekkor  $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sigma(\varepsilon) = 0$ , ugyanis  $\varepsilon \rightarrow 0$  esetén  $S(\varepsilon)$  energiafüggése az

$$\frac{\exp[-2\pi\eta_{12}(\varepsilon)]}{\varepsilon}$$

mellett elhanyagolható. Szobahőmérsékleti  $\varepsilon$  energiákon  $\sigma$  értéke oly mértékben lecsökken, hogy a vele arányos hozam kísérletileg megfigyelhetetlenné válik (a „hidegfúzió” kritikai bírálatát illetően lásd [3]). (Ha a magreakcióba lépő részek egyike semleges, mint például a neutronbefogási folyamatok esetén, akkor a hatáskeresztmetszet  $\varepsilon \rightarrow 0$  estén véges marad, lásd például a termikusneutron-befogási hatáske- resztmetszeteket [4].)

A matematikailag a  $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sigma(\varepsilon) = 0$  összefüggés miatti tiltottá válás fizikai oka a Coulomb-taszítás. Az 1. ábrán töltött (például alfa) részecske által érzett nukleáris és Coulomb-potenciálok összege látható.  $R$  az atommag sugara,  $E_\alpha$  a töltött (például alfa) részecske energiája,  $E_C$  a Coulomb-gát magassága. Az  $r < R$

1. ábra. Töltött (például alfa) részecske által érzett nukleáris és Coulomb-potenciálok összege.  $R$  az atommag sugara,  $E_\alpha$  a töltött (például alfa) részecske energiája,  $E_C$  a Coulomb-gát magassága.



*Kálmán Péter*, az MTA doktora, nyugalmazott, a BME-n habilitált egyetemi docens az ELTE-n szerzett fizikusi diplomát. Főbb kutatási területei: a sugárzás és anyag kölcsönhatásának szemiklasszikus elmélete, ionkristályok mechanikai tulajdonságai, elektrooptikai és piroelektromos anyagok alkalmazásai, fizikai folyamatok intenzív lézerterekben és plazmakörnyezetben, valamint alacsonyenergiás magfizikai folyamatok.



*Keszthelyi Tamás*, PhD a fizikai tudomány kandidátusa, nyugalmazott egyetemi docens, a BME TTK volt dékánja, a Magyar Köztársasági Érdemrend Lovagkeresztjének birtokosa az ELTE-n szerzett fizikusi diplomát. Főbb kutatási területei: ionkristályok mechanikai tulajdonságai, fizikai folyamatok intenzív lézerterekben és plazmakörnyezetben, valamint alacsonyenergiás magfizikai folyamatok.

esetén a rövid hatótávolságú magerők keltette vonzó potenciál dominál – ez a potenciálgödör – az  $r > R$  esetén pedig az azonos töltésű részecskék közötti taszító Coulomb-potenciál a domináns.

A magreakció hatékony létrejöttének – klasszikusan gondolkozva – az a feltétele, hogy az ütköző részecskék a közöttük lévő Coulomb-taszítás ellenére  $r \lesssim R$  közelségbe kerüljenek egymáshoz azért, hogy a közöttük lévő potenciál vonzó része – amit az erős kölcsönhatás produkál – is érvényesülhessen. Vagyis a részecskéknek meg kell mászniuk az  $E_C$  magasságú potenciálhegyet és ehhez mozgási energia szükséges. (Mechanikai analógia: az ábrán jobbról gurítunk be egy golyót. Ez csak akkor tud  $E_C$  magasságig felmenni, ha kinetikus energiája kellően nagy.) A kvantummechanika szerint azonban a részecskének nem kell teljesen megmásznia a potenciálhegyet, elég csak  $r = b$  távolságig közelítenie és ekkor az alagúteffektus segítségével a potenciálgáton mintegy átfúrva magát képes megjelenni az  $r \lesssim R$  tartományban. Egy adott  $b$  távolsághoz meghatározott mozgási energia szükséges, ami az alagúton történő átjutás valószínűségét határozza meg. Ezt a Coulomb-faktor [4]

$$F_{Cb} = \frac{2\pi\eta_{12}}{\exp(2\pi\eta_{12}) - 1} \quad (2)$$

adja meg, ahol

$$\eta_{12} = z_1 z_2 \alpha_f \sqrt{\frac{\mu c^2}{2\varepsilon}} \quad (3)$$

$z_1$  és  $z_2$  az ütköző részecskék töltésszáma,  $\alpha_f = 1/137$  a finomszerkezeti állandó,  $\mu$  az ütköző részek redukált tömege

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2},$$

ahol  $m_1$  és  $m_2$  az ütköző részecskék nyugalmi tömegei,  $c$  a fény vákuumbeli sebessége. A magreakció hozama (másodpercenkénti eseményszáma) arányos  $F_{Cb}$ -bal.  $\varepsilon \rightarrow 0$  esetén pedig  $F_{Cb} \rightarrow 0$ , vagyis a hozam eltűnik.

Mindezek ellenére – a probléma energiatermeléssel való szoros kapcsolata miatt – 1989 után egy új, sokak által problematikusnak tartott kutatási terület fejlődött ki, amelyet napjainkban alacsonyenergiás magreakcióknak (low-energy nuclear reaction után: LENR) neveznek. Tehát, habár az állítások alapvetően ellentmondanak (1)-nek, sok laboratóriumban folyik LENR-kutatás – egy 2017-es felmérés alapján (Anthropocene Inst., USA) a világban akkor 114 intézményben foglalkoztak publikusan LENR-kutatással – és nagy számban jelennek meg ilyen témájú publikációk. A téma művelői évente rendszeresen konferenciát tartanak, az idei (az ICCF-22) 2019. szeptember 8–13. az olaszországi Assisiben volt. Az alacsonyenergiás magreakciókkal (LENR) kapcsolatos legtöbb információ a LENR-CANR.org internetes felületen érhető el. *Jour-*

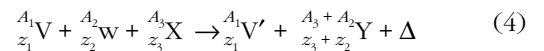
*nal of Condensed Matter Nuclear Science – Experiments and Methods in Cold Fusion* címmel 2007-ben kifejezetten e témában indítottak folyóiratot, amely 2019 augusztusában már a 29. köteténél tartott. A témában az összefoglaló cikkek [5, 6] mellett több könyv is (például [7]) született.

## Az alacsonyenergiás magreakciók elméleti lehetősége: általános állítás és példák

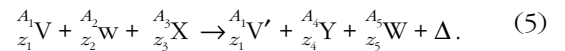
Tiltott magreakciók esetén az atomfizikai tiltott elektromágneses átmenetek, mint például a hidrogén  $2s_{1/2} - 1s_{1/2}$  átmenete esetében szerzett tapasztalataink szolgálhatnak útmutatóul. Ilyenkor a perturbációszámítás másodrendjében kaphatjuk meg a megfelelő eredményeket. (A további gondolatmenet és az eredmények részleteit illetően lásd [8].)

E tapasztalatot esetünkre alkalmazva kiderül, hogy bármilyen perturbáció lényeges változást okozhat a kezdeti,  $\varepsilon = 0$  energiájú állapoton azáltal, hogy kicsi, de véges amplitúdóval  $\varepsilon \neq 0$  állapotokat kever hozzá. Ez azt eredményezi, hogy az eredetileg tiltott reakciónak a neutronabszorpcióénál ugyan sokkal kisebb, de véges hatás keresztmetszete és hozama lesz az  $\varepsilon \rightarrow 0$  határátmenetben. Tehát a tiltott magreakciók hatás keresztmetszetét és hozamát a kvantummechanika perturbációszámításának szabályai szerint kell számolni. *Állításunk* minden olyan magfolyamatra érvényes, amelyre  $\sigma(\varepsilon)$  (1) alakú és amelyre így  $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sigma(\varepsilon) = 0$  érvényes, vagyis *általánosan a töltött részecskék alacsonyenergiájú magfizikájára*.

A fenti általános érvényű állítást egy konkrét példán illusztráljuk. A tiltott magreakciókban résztvevő részecskéknek a magreakcióban részt nem vevő, úgynevezett szennyezővel történő Coulomb-kölcsönhatása által okozott változással foglalkozunk. A modellt a következő fejezetben adjuk meg. A mechanizmust az alábbi folyamatokkal szemléltetjük:

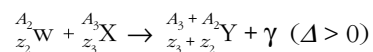


és



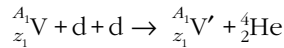
A (4) reakció egy szennyező ( ${}_{z_1}^{A_1}V$ ) által katalizált ( ${}_{z_2}^{A_2}W$ ) részecskebefogás, például proton (p), deuteron (d, azaz  ${}^2_1\text{H}$ ), triton (t, azaz  ${}^3_1\text{H}$ ) stb. befogás, (5) pedig a szennyező ( ${}_{z_1}^{A_1}V$ ) által katalizált kétfragmensű reakció, amelynek a feltételei az alábbiak:  $A_2 + A_3 = A_4 + A_5$  és  $z_2 + z_3 = z_4 + z_5$ . A reakciók  $\Delta$  energiája a kezdeti és végállapotbeli nyugalmi energiák különbsége. Mivel az 1 részecske csak katalizálja a folyamatokat, ezért nyugalmi tömege nem változik.

Általában egy  ${}_{z_2}^{A_2}W$  részecske befogása az



reakcióban történik, ahol  $\gamma$ -emisszióra az energia- és impulzusmegmaradás teljesülése miatt van szükség.

Ezért (4) egy új típusú  ${}_{z_2}^{A_2}\text{W}$ -befogás. Ilyen új típusú befogás lehet például az

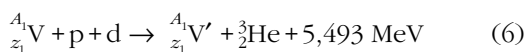


reakció is, amelyben tehát két deuteronból  ${}_2^4\text{He}$  keletkezik anélkül, hogy  $\gamma$ -részecske is keletkezne. A szokásos  ${}_{z_2}^{A_2}\text{W}$  befogási reakcióban a reakciót az elektromágneses kölcsönhatás okozza, és az  ${}_{z_1+z_2}^{A_3+A_2}\text{Y}$  és a  $\gamma$ -részecskék viszik el a reakció energiáját. A (4) reakcióban a másodrendű reakciót a Coulomb- és az erős kölcsönhatások együttesen okozzák, és az  ${}_{z_1}^{A_1}\text{V}'$  és  ${}_{z_3+z_2}^{A_3+A_2}\text{Y}$  részecskék viszik el a reakció energiáját. Ez a „hidegfúzió” két rejtélyének is a megoldása: egyrészt, hogy *nem a várt reakciótermékek keletkeznek* másrészt, hogy *a magreakciókat nem kíséri  $\gamma$ -sugárzás*.

## Egy konkrét modell és eredményei

Az alkalmazott modellben [8] három pozitív töltésű, szabad részecske és a részecskék között árnyékolt Coulomb-kölcsönhatás van. Kezdetben az 1 (katalizáló) részecskére szabad, a 2 és 3 részecskékre Coulomb-megoldást veszünk. Az 1 és 2, valamint az 1 és 3 részecske közötti Coulomb-kölcsönhatást tekintjük perturbációnak. Ez a modell jól írhatja le az olyan magok közötti reakciókat, amikor mindhárom részecske atomi vagy atomion állapotban van, tehát atomos gáz, elektrolitok és plazma (elektrolízis és gázkisülés) esetében. Főleg az ilyen esetekben figyeltek meg tiltott magreakciókhoz köthető jelenségeket.

A perturbációs számítás segítségével meghatároztuk a háromtestprobléma közelítő megoldását a 2 és 3 részecske közötti, a két magsugár összegénél kisebb  $|r|$  távolság esetén. Majd ezzel a közelítő megoldással kiszámítottuk a 2 és 3 részecske közötti magreakció  $\sigma_{23}^{(2)}$  hatáskeresztmetszetét és hozamát. A befogási reakció példajaként az



reakcióval foglalkoztunk. A hatáskeresztmetszetre ekkor és a kétfragmensű reakciók esetén is [8]

$$\sigma_{23}^{(2)} = \frac{n_1 z_1^2 K}{v_{23}}$$

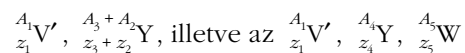
alakú eredményt kapunk, ahol  $n_1$  a katalizáló 1 részecske részecskeszám-sűrűsége,  $z_1$  pedig a töltésszáma (rendszáma),  $v_{23}$  a 2 és 3 részecskék közötti relatív sebesség és  $K$  egy állandó.  $\sigma_{23}^{(2)}$ -nek a termikusneutron-abszorpcióéhoz hasonlóan  $1/v_{23}$  a sebesség függése. Modellünkben a (6) reakció, 0,1 eV kezdeti mozgási energia,  $z_1 = 54$  (Xe) és  $n_1 = 2,65 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (ennyi a normál állapotú atomos gáz számsűrűsége) esetén  $\sigma_{23}^{(2)} = 6,6 \text{ pb}$  ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ) adódik, ami 10–15 nagyságrenddel kisebb, mint a termi-

kusneutron-abszorpció hatáskeresztmetszetei. A kétfragmensű reakciók hatáskeresztmetszetével itt nem foglalkozunk.

A hatáskeresztmetszet segítségével kiszámítható a térfogategységre eső hozam, ebből pedig a teljesítménysűrűség, ami a folyamatban résztvevő részecskék  $n_j$  részecskeszám-sűrűségeinek  $n_1 n_2 n_3$  szorzatával arányos. A teljesítménysűrűségek meghatározásánál katalizáló részecskének ismét Xe-t ( $z_1 = 54$ ) és  $n_1 n_2 n_3 = 1,86 \cdot 10^{61} \text{ cm}^{-9}$ -t vettünk és a Xe-katalizált  $\text{p} + \text{d} \rightarrow {}_2^3\text{He}$  reakció esetén  $0,901 \text{ W cm}^{-3}$  teljesítménysűrűséget kaptunk. Néhány Xe-katalizált kétfragmensű magreakció esetén a teljesítménysűrűség jelentős. Ezek közül kiemelnénk a  $\text{d}(t,n){}_2^3\text{He}$  reakciót, amelynek teljesítménysűrűségére ugyanilyen  $n_1 n_2 n_3$  érték esetén  $5570 \text{ W cm}^{-3}$  adódott.

Atomai állapotú részecskék esetében az  $n_1 n_2 n_3$  szorzattal a  $10^{61} \text{ cm}^{-9}$ -es nagyságrendet meghaladni nagy kihívás. Ez várhatóan kétatomos molekulákból (például  $\text{H}_2$ , HD és  $\text{D}_2$ -ből) álló molekuláris gáz fűtésével fém felületeknél érhető el, mivel a kétatomos molekulák egyes fém (például Pd és Ni) felületeknél nagy valószínűséggel atomizálódnak [9]. Kis szemcseméretű port vagy nanorészecskéket tartalmazó minták esetében (a [8] I. táblázatában felsorolt némely reakciónál) talán el lehet érni olyan kölcsönhatási térfogatot, ami már elég nagy ahhoz, hogy precíz, kalorimetrikus mérés segítségével mérhető mennyiségű hő keletkezzen.

A (4) és (5) reakciókban a reakció energiáját az



részecskék mozgási energia formájában viszik el, amit – mivel nehéz, töltött részecsről van szó – a sűrű környezetben megtett igen kicsi távolság alatt lefékeződve, hővé alakulva veszítenek el. Ezért a reakciótermékek közvetlen megfigyelése nehéz. Viszont a fent említett kísérleti körülmények között nukleáris elemátalakulások történnek, amelyek megfigyelhetők. A fentiekben leírtakkal és az itt bemutatott kvalitatív és numerikus eredményekkel a LENR-megfigyelések harmonizálni tűnnek.

## Záró gondolatok

Megmutattuk, hogy bizonyos körülmények között miért lehetségesek az alacsony energiás magreakciók [8]. Az itt közölt elméleti megfontolások és numerikus eredmények gyakorlati szempontból is reménykeltők és felvetik annak lehetőségét, hogy az eddiegtől eltérő módon konstruáljunk nukleáris alapon működő erőműveket. Egy forró fúziós berendezés – például ITER – árának elenyésző töredékéért lehetne „hidegfúziós” erőműveket előállítani, ha a „hidegfúzióval” kapcsolatos problémák tisztázódnak. Ráadásul úgy tűnik, hogy a nukleáris folyamatot nem vagy elenyésző mértékben kíséri emberre káros radioaktív sugárzás.

A jelenségek elméleti hátterét nagyon sokan próbálták-próbálják tisztázni, eddig kevés sikerrel. Ezzel szemben a hagyományos fizika elvi alapjain nyugvó elméletünk [8] – aminek néhány lényeges eredményét itt közöltük – úgy tűnik, hogy átfogóan és jól magyarázza a jelenségeket.

**Megjegyzés:** cikkünk megírása után jelent meg [10] a LENR jelenségkörének átfogó kísérleti vizsgálatáról és ezek negatív eredményeiről tudósító közlemény. Úgy véljük, hogy a negatív eredmények jó része azzal magyarázható, hogy a kísérleteket – elméleti útmutató hiányában – nem megfelelő paraméterekkel végezték [11].

## Irodalom

1. M. Fleischmann, S. Pons, *J. Electroanal. Chem.* 261 (1989) 301.
2. C. Angulo és mások, *Nucl. Phys. A* 656 (1999) 3.
3. J. R. Huizenga: *Cold Fusion: The Scientific Fiasco of the Century*. University of Rochester Press, Rochester, 1992.
4. J. M. Blatt, V. F. Weisskopf: *Theoretical Nuclear Physics*. Wiley, New York, 1952.
5. E. Storms, *Naturwissenschaften* 97 (2010) 861.
6. E. Storms, *Current Science* 108 (2015) 535.
7. E. Storms: *The Science of Low Energy Nuclear Reaction*. World Scientific, Singapore, 2007.
8. P. Kálmán, T. Keszthelyi, *Phys. Rev. C* 99 (2019) 054620.
9. G. J. Kroes és mások, *Acc. Chem. Res.* 35 (2002) 193.
10. C. P. Berlinguette és mások, *Nature* 570 (2019) 45; <https://www.nature.com/articles/s41586-019-1256-6.pdf>
11. P. Kálmán, T. Keszthelyi, arXiv 1907.05211v2

## VÉLEMÉNYEK

# A TUDOMÁNYBAN NEM A LÁJKOK SZÁMÍTANAK

Abraham Loeb  
Harvard Egyetem, Csillagászati Tanszék

A közösségi médiában egy ötlet sikerét a kapott lájkok számával mérik. A tudományos sikert az méri, hogy mennyire közelíti az ötlet az igazságot. A fizika tudományában az igazság szinonimája a kísérleti bizonyíték. Ezért azt várjuk, hogy a fizikusok a sikert azzal mérik, hogy mennyire illeszkednek ötleteik az adatokhoz, és nem azzal, hogy milyen népszerűsége tesznek szert a fizikusok körében. Meglehető módon ez a naiv elvárás manapság nem teljesül az elméleti fizika területén.

Olyan matematikai konstrukciókat, mint a szuper-szimmetria, húrelmélet, Hawking-sugárzás, AdS/CFT és a multiverzum a ma mértékadó elméleti fizika cáfolhatatlannak és magától értetődőnek tekint, anélkül, hogy kísérleti bizonyítékok alátámasztanák azokat. Egy kiemelkedő fizikustól hallottam néhány hónapja egy konferencián: „ezek az elképzelések biztosan igazak, még akkor is, ha nincs rájuk kísérleti bizonyíték, hiszen fizikusok ezrei hisznek bennük, és nehéz

elképzelni, hogy matematikában jártas tudósok ilyen nagy közössége tévedne”. Amikor a mainstream kultúra ilyen belterjes fázisba ér, nincs szüksége többé külső ellenőrzésre. Az általánosan elfogadott ötletek alapvetően matematikai szépségük miatt helyesek, a kísérletek szerepe alkalmasint annyi lehet, hogy szűkítsék a rugalmas matematikai keret által megengedett lehetőségek széles körét.

Az elméleti fizikusok korábbi nemzedékei kevésbé voltak arrogánsak; az általuk felvetett lehetőségek között volt olyan, amely lehetővé tette elméleteik kísérletekre alapozó cáfolatát. A jelenlegi belterjes kultúra dőzsöl a saját elméleti levében, elveti az alternatívákat, mert azok kevesebb lájkot hoznak. Ha a díjakról vagy pályázatokról döntő bizottságokat a népszerű paradigma képviselői alkotják, akkor évszázadokra lehet szükség ahhoz, hogy helyesbítsünk egy utat, amelyen eleve el se kellett volna indulni. Elegendően nagy csoportok legitimálhatnak spekulatív koncepciókat, figyelmen kívül hagyva *Carl Sagan* megállapítását: „a rendkívüli állításokhoz rendkívüli bizonyítékok szükségesek”. Ehhez hozzátenném a *Galileo Galileitől* származó alapvető tanulságot, miszerint a kísérletezés azért elengedhetetlen, mert rendkívüli csoportgondolkodás rendkívüli tudatlansághoz vezet. Galilei megfigyelései előtt népszerű volt gyönyörű absztrakt rendszereket konstruálni annak a feltételezésével, hogy a nehéz tárgyak gravitáció hatására gyorsabban esnek, mint a könnyebbek és hogy a Nap a Föld körül forog.

Van valami új és aggasztó a jelenlegi fizikusok belterjes kultúrájában, vagy mindig volt ilyen, még Galilei után is? Személyes benyomásom szerint az elméleti

Fordította *Lendvai János*. A cikket a szerző engedélyével közöljük. Eredeti elérhető: <https://blogs.scientificamerican.com/observations/science-is-not-about-getting-more-likes/>



*Abraham Loeb* a Harvard Egyetem Csillagászati tanszékének vezetője, a Harvard Fekete Lyuk Kezdeményezés alapító igazgatója és a Harvard Smithsonian Asztrofizikai Központ Elméleti és Számítástechnikai Intézetének igazgatója. Elnöke továbbá a Nemzeti Akadémiák Fizikai és Csillagászati Tanácsának, valamint a „Breakthrough Starshot” projekt tanácsadó testületének.