

ségét az általuk hagyott nyomfossziliákon. Bizonytal érdekes paleontológiai utazásban lesz részük!

Köszönjük *Horváth Gábornak* (ELTE Biológiai Fizika Tanszék), hogy felhívta figyelmünket a cikkben tárgyalt problémára és rendelkezésünkre bocsátotta a megoldáshoz szükséges szakirodalmat. Hálásak vagyunk *Galács Andrásnak* (ELTE Őslénytani Tanszék) a vizsgált nyomfossziliákkal kapcsolatos információkért.

Irodalom

1. Horváth G.: Négy lába van a lónak... A járás statikai és dinamikai elemzése. *Természet Világa* 117 (1986) 547–552. + címlap.

- Horváth G.: *Biomechanika: A mechanika biológiai alkalmazásai*. Egyetemi tankönyv, 3. átdolgozott, bővített kiadás, 368. o., ELTE Eötvös Kiadó, Budapest, 2009.
- Horváth G., Csapó A., Nyeste A., Geric B., Csorba G., Kriska Gy.: Járásábrázolások – hibákkal. *Természet Világa* 140 (2009) 302–305.
- Horváth G., Csapó A., Nyeste A., Geric B., Csorba G., Kriska Gy.: Erroneous quadruped walking depictions in natural history museums. *Current Biology* 19 (2009) R61–R62. + online supplement.
- Alexander, R. M.: *Dynamics of Dinosaurs and Other Extinct Giants*. Columbia University Press, USA, 1989.
- Alexander, R. M.: How dinosaurs ran? *Scientific American* 254/4 (1991) 62–68.
- Horváth G.: Hogyan mozoghattak a dinoszauruszok? Ősállatok mozgásának paleobiomechanikai rekonstrukciója. *Fizika Szemle* 59 (2009) 141–146.

XIV. SZILÁRD LEÓ NUKLEÁRIS TANULMÁNYI VERSENY

II. rész: a döntő feladatai, a verseny értékelése

Kis Dániel Péter, Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technika Tanszék

Az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny döntőjét – mint eddig minden évben – Pakson, az Energetikai Szakközépiskolában (ESZI) rendeztük. A döntő zökkenőmentes lebonyolításáért *Csajági Sándor* tanár úrnak, valamint *Szabó Béla* igazgató úrnak tartozunk köszönettel.

A döntőt megelőző napon a versenyzők és kísérő tanáraik üzemlátogatáson vettek részt a Paksi Atomerőműben.

I. kategóriájú feladatok¹

1. feladat (kitűzte: Kis Dániel)

A NASA Fermi gamma-távcsöve a felbocsátása (2008) óta trópusi viharokban közel 130 nagy energiájú villámot megfigyelve, közel 4 esetben tapasztalt $E > 20$ MeV energiájú gamma-sugárzást. Ezek az úgynevezett földi gamma-felvillanások (TGF, terrestrial gamma-ray flash), amelyeket 1994-ben fedeztek fel. Ezen események mellett még 511 keV energiájú fotonokat is mértek a felső légkörben.

Hogyan keletkezhetnek a viharokban a tapasztalt nagy energiájú, illetve az 511 keV-os fotonok?

Megoldás

A trópusi viharokban kialakuló nagy elektromos térerősség az ionizált légkör elektronjait akár a fénysebesség közelébe is felgyorsíthatja. Ezek az elektronok a légkör atomjainak potenciálterében fékezési sugárzást (bremsstrahlung) bocsátanak ki. Ezek lehetnek a nagy energiás gamma-fotonok. Az 511 keV-es foton forrása a pozitron-elektron annihiláció, hiszen

a kérdéses energia éppen az elektron nyugalmi tömegével egyenlő. Ezek a pozitron-elektron párok a fékezési sugárzásban keletkező fotonoknak a felső légkör atommagjainak potenciálterében megvalósuló párkeltése révén keletkezhetnek.

2. feladat (kitűzte: Papp Gergely)

A paksi atomerőműben a reaktor finomszabályozását nem a szabályozórudak mozgásával, hanem a turbinákra engedett gőz mennyiségének finom változtatásával oldják meg.

Mi lehet ennek az oka, és miért lehetséges ez a megoldás?

Megoldás

A paksi reaktor nyomottvízes, a moderálást a hűtővíz végzi. A reaktor teljesítménye érzékenyen függ attól, hogy egységnyi térfogatú vízben mennyi – a neutronlassításért felelős – hidrogénmag található. A kiengedett gőzmennyiséggel a víz hőmérsékletét és ezáltal sűrűségét lehet finoman szabályozni. Biztonságosan tervezett és üzemeltetett reaktor esetén a víz sűrűségének csökkenése a neutronlassítást (moderálást) csökkenti. Így nagyon precízen lehet a reaktor teljesítményét szabályozni, anélkül, hogy a szabályozórudakat mozgatni kellene.

3. feladat (kitűzte: Radnóti Katalin)

Marie Curie munkája közben azt tapasztalta, hogy abban a helyiségben, ahol a radioaktív anyagokkal dolgoztak, mintha minden radioaktívvá vált volna. A jelenség vizsgálatához a következő két kísérletet végezte el. (A vizsgált minták aktivitását mindkét esetben egy meghatározott uránmintához viszonyítva adta meg, ezt jelentik az alábbi számok).

a) „Rádiumos oldat beforrasztott edénybe van zárva, felnyitjuk az edényt, az oldatot csészébe töltjük és megmérjük aktivitását.”

¹ Ezen a versenyen is, mint az első Szilárd Versenyen (valamint 2004 óta ismét), a Junior kategória versenyfeladatai részben eltértek az I. kategória (11–12. osztályosok) feladataitól.

Aktivitása közvetlenül az áttöltés után	67
Két óra múlva	20
Két nap múlva	0,25.
b) „Rádiumos bárium-klorid oldatot, amely szabad levegőn állott, üvegcsőbe töltünk, a csövet leforrasztjuk és a cső sugárzását lemérjük.”	
Aktivitás közvetlenül a leforrasztás után	27
Két nap múlva	61
Három nap múlva	70
Négy nap múlva	81
Hét nap múlva	100
Tizenegy nap múlva	100.

Adjunk magyarázatot az a) és b) kísérleti tapasztalatokra! Mi lehet annak a magyarázata, hogy „mintha minden radioaktívvá vált volna a laboratóriumban”?

Megoldás

a) Az első esetben a keletkező radon folyamatosan eltávozik, tehát a radon-leányizotópok utánpótlása megszűnik. Ezért figyelhető meg a minta aktivitásának folyamatos csökkenése.

b) A második esetben a radon nem tud távozni, így ott megjelennek a bomlási sor további tagjai, ezért nő az aktivitás.

c) A bomlások során radon keletkezik. Mint gáz, a diffúzió során eljut a laboratórium legkülönbözőbb részeibe, ahol leányelemei a felületekre tapadnak és tovább bomlanak.

4. feladat (kitűzte: Sükösd Csaba)

Több különböző mérés alapján állapították meg, hogy a Naprendszer és a Föld anyagát létrehozó szupernóva-robbanás körülbelül 4,6 milliárd évvel ezelőtt történt.

a) Milyen arányban keletkezett a ^{235}U a ^{238}U -hoz viszonyítva?

b) Tudunk-e valamilyen magyarázatot adni a keletkezési arányra?

Adatok: a ^{238}U felezési ideje 4,51 milliárd év, a ^{235}U felezési ideje 710 millió év, jelenleg a természetes urán 0,71%-a ^{235}U .

Megoldás

Legyen N_8 a most meglévő ^{238}U atommagok száma egy adott anyagdarabban, és N_5 a ^{235}U atommagok száma. 4,6 milliárd évvel ezelőtt a két izotóp aránya:

$$\begin{aligned} \frac{N_5'}{N_8'} &= \frac{N_5 \cdot 2^{4,6/0,71}}{N_8 \cdot 2^{4,6/4,51}} = \\ &= 0,0071 \cdot \frac{2^{6,479}}{2^{1,02}} = 0,0071 \cdot \frac{89,202}{2,028} = 0,3175. \end{aligned}$$

A 4,6 milliárd évvel ezelőtti természetes uránban tehát körülbelül háromszor annyi ^{238}U atommag volt, mint ^{235}U .

b) A magyarázat a párenergiában kereshető. A ^{238}U atommagban páros számú neutron van, míg a ^{235}U -ban páratlan számú. Emiatt a ^{238}U atommag erősebben kötött, mint a ^{235}U . A kötési energiában megjelenő különbség magyarázhatja a szupernóvában való keletkezési gyakoriságban fennálló különbséget.

5. feladat (kitűzte: Sükösd Csaba)

A COBE űrszonda mérései szerint a kozmikus háttérsugárzásból jövő rádióhullámok átlagosan 2,7 K-es hőmérsékleti sugárzásnak megfelelő eloszlásúak. Furcsa módon azonban a COBE felvételein más a kozmikus háttérsugárzás hőmérséklete akkor, ha a Föld mozgási irányába, és más, ha a mozgási iránnyal ellentétes irányba nézünk.

Mi lehet ennek az oka, és mekkora hőmérsékletkülönbséget várunk?

Megoldás

A különbség oka a Föld sebességéből adódó Doppler-effektus. A (relativisztikus) Doppler-effektus képletét felhasználva a frekvenciák különbsége:

$$\begin{aligned} \Delta f &= f_0 \left(\sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} - \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}} \right) = \\ &= f_0 \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right) - \left(1 - \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = f_0 \frac{2 \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \end{aligned}$$

A Föld sebessége a fénysebességhez képest kicsi, tehát a nevező jó közelítéssel 1-nek vehető, ebből

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx 2 \frac{v}{c}.$$

A hőmérsékleti sugárzás maximumára vonatkozó Wien-féle eltolódási törvény:

$$\lambda_{\max} T = \text{konst},$$

ezt a frekvenciára átírva kapjuk:

$$T = \text{konst}' f_{\max},$$

ami azt jelenti, hogy a hőmérsékletekre vonatkozóan is írhatjuk:

$$\frac{\Delta T}{T_0} \approx 2 \frac{v}{c}.$$

Itt $T_0 = 2,7$ K, v a Föld sebessége, c pedig a fénysebesség. A Föld sebessége a Nap körül körülbelül 30 km/s, így a két irányban mért hőmérséklet különbsége:

$$\begin{aligned} \Delta T &= 2 \cdot T_0 \frac{v}{c} = \\ &= 2 \cdot 2,7 \cdot \frac{30}{300000} = 5,4 \cdot 10^{-4} \text{ K} = 0,54 \text{ mK}. \end{aligned}$$

Megjegyzés: teljes értékű pontot kapott az a versenyző is, aki a nem-relativisztikus Doppler-effektus

képletével számolt. Ugyanez az eredmény jött ki, hiszen a nem-relativisztikus képlettel is:

$$\Delta f = f_0 \left[\left(1 + \frac{v}{c} \right) - \left(1 - \frac{v}{c} \right) \right] = 2f_0 \frac{v}{c}.$$

6. feladat (kitűzte: Sziűcs József)

A japán fukusimai atomerőmű balesetéről szóló híradásokban szerepelt, hogy a megsérült fűtőelemekből kiszabadult ^{131}I izotóp fajlagos aktivitása a tengervízben (az atomerőműtől még 10 km-re is) elérte az $A_b = 300 \text{ Bq/liter}$ határértéket.

Becsüljük meg, hogy legalább mekkora tömegű jódiótópnek kellett az üzemanyag-kapszulákból a tengervízbe távozni ahhoz, hogy ilyen mértékű radioaktív szennyezetség keletkezzen!

Útmutatás, adatok: Tegyük fel, hogy a radioaktív jód egyenletesen oszlott el $R = 10 \text{ km}$ sugarú, átlagosan $b = 200 \text{ m}$ mélységű (félhenger alakú) tengerrészben. A ^{131}I felezési ideje 8 nap.

Megoldás

A szóban forgó tengerrészben lévő jódiótóp összes aktivitása (legalább):

$$\begin{aligned} A_o &= A_b \frac{R^2 \pi}{2} b = \\ &= 3 \cdot 10^5 \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3} \cdot \frac{(10^4 \text{ m})^2}{2} \cdot \pi \cdot 2 \cdot 10^2 \text{ m} = \\ &= 3 \cdot \pi \cdot 10^{15} \text{ Bq} \approx 10^{16} \text{ Bq}. \end{aligned}$$

Az összes aktivitást adó jód tömege:

$$\begin{aligned} m_I &= \frac{N}{N_A} A_r = \frac{A_o}{\lambda} \frac{A_r}{N_A} = \frac{A_o T_f A_r}{\ln 2 \cdot N_A} = \\ &= \frac{10^{16} \frac{1}{\text{s}} \cdot 8 \cdot 8,64 \cdot 10^4 \text{ s} \cdot 131 \frac{\text{g}}{\text{mol}}}{\ln 2 \cdot 6 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}} = 2,2 \text{ g}. \end{aligned}$$

Ez első becslés.

7. feladat (kitűzte: Ujvári Sándor)

A pozitron az elektronnal gyakran alkothat rövid időre pozitroniumot. Ez a rövid idő elég a színeképek vizsgálatára. Ez egy olyan „hidrogénatom”, ahol a proton helyén egy pozitron helyezkedik el. A pozitronium leírására a mérések szerint jól használható a Bohr-modell (hasonlít a hidrogénatomhoz), csak azt kell figyelembe venni, hogy az elektron és a pozitron tömege egyenlő, ezért a közös tömegközéppontjuk körül keringenek.

Milyen színeképet ad a pozitronium, és vannak-e ebben látható vonalak?

Megoldás

A hidrogénatom lehetséges energiaszintjei:

$$E_n = -\frac{m e^4}{2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, \dots$$

I. Megoldás (meggondolással): A hidrogénatomhoz képest a pozitronium energiaszintjei feleakkora értékűek lesznek, mivel az energiaformulába m helyére $m' = m/2$ -t, az elektron redukált tömegét kell írni. Így az energiaszintek közötti különbségek is felére csökkennek. Emiatt a kibocsátott fotonok energiája is fele akkora lesz. Így a hidrogénatom színeképvonalainak megfelelő pozitronium színeképvonalak hullámhosszai megduplázódnak. Ezért a hidrogénatom infravörös színeképsorozatának megfelelő pozitroniumsorozatok még inkább az infravöröstarományba esnek. A H-atom négy látható vonala (411 nm – 656 nm) pedig az infravörösbe „transzformálódik” a pozitroniumnál. A H-atom első színeképsorozatának (a Lyman-sorozatnak, amelynek hullámhossztartománya 91 nm – 121 nm) megfelelő pozitroniumsorozat pedig most is az UV-tartományban marad. Vagyis a pozitronium-atomnak nincsenek látható színeképvonalai.

II. Megoldás (számolással): A lehetséges kibocsátott frekvenciák (az n' -héjról az n -héjra ugró elektron esetén):

$$v_{n,n'} = \frac{k^2 m e^4}{4 \pi \hbar^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right),$$

ahol $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$. Mivel ez nem hidrogén, hanem pozitronium, így a m helyére az elektron m' redukált tömegét kell helyettesíteni:

$$m' = \frac{m}{1 + \frac{m}{m}} = \frac{m}{2}.$$

A redukált tömeget behelyettesítve a zárójel előtti szorzat, az R' „módosított” Rydberg-állandó értéke:

$$R' = \frac{k^2 m}{4 \pi \hbar^3} e^4 = 1,66 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}}.$$

n és n' néhány kis értékét behelyettesítve kapjuk:

n	n'	$f(\text{Hz})$	n	n'	$f(\text{Hz})$	n	n'	$f(\text{Hz})$
1	2	$1,25 \cdot 10^{15}$	2	3	$2,30 \cdot 10^{15}$	3	4	$8,07 \cdot 10^{15}$
1	3	$1,48 \cdot 10^{15}$	2	4	$3,11 \cdot 10^{15}$	3	5	$1,18 \cdot 10^{16}$
1	4	$1,56 \cdot 10^{15}$	2	5	$3,49 \cdot 10^{15}$	3	6	$1,38 \cdot 10^{16}$
1	5	$1,59 \cdot 10^{15}$	2	6	$3,69 \cdot 10^{15}$	3	7	$1,51 \cdot 10^{16}$

A látható fény frekvenciatartománya körülbelül $3,8 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ -tól $7,9 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ -ig terjed. Ennek megfelelően az első két sorozat ($n = 1, 2$) ultraibolya fényt tartalmaz, a harmadik ($n = 3$) pedig már infravörös fényt. Sőt, $n = 3$ mellett még a lehető legmagasabb gerjesztés $n' \rightarrow \infty$ is az infravörös tartományba esik, mivel abban az esetben $f = 1,84 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$. Tehát látható vonalak fellépése egyéb kombinációk esetén sem várható.

8. feladat (kitűzte: Radnóti Katalin)

Természetes radioaktív izotópból kibocsátott gamma-sugarakkal mágneses mezőbe helyezett ködkamrárt sugározzunk be.

Figyeljük meg az esemény fényképét!

A ködkamrában a mágneses indukció értéke 30 mT, amely merőleges a részecskék sebességére. A téglalap alakú kép hosszabb oldala 12 mm.



a) Milyen folyamat játszódhatott le?

b) Mekkora lehetett a folyamatot okozó gamma-foton energiája? Mire fordítódott az energia nagy része?

c) Miért spirális alakú a pálya?

Megoldás

a) Mivel gamma-foton okozta az eseményt, ebből következik, hogy elektron-pozitron párkeltés történt. Nehezebb részecskepárok keltéséhez jóval nagyobb energia szükséges.

b) Az adatokból a kezdeti sebességre körülbelül 0,1 fénysebesség adódik,

$$m \frac{v^2}{R} = Q v B,$$

innen

$$v = \frac{QRB}{m} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3,5 \cdot 10^{-3} \cdot 30 \cdot 10^{-3}}{0,911 \cdot 10^{-30}} = 1,84 \cdot 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

ha $R \sim 3,5$ mm-t írunk be (a nagyobbik kör sugara). Ez körülbelül a fénysebesség huszad része, tehát nem szükséges még relativisztikusan számolni. Az ehhez tartozó mozgási energia

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{0,911 \cdot 10^{-30} \cdot (1,84 \cdot 10^7)^2}{2} = 1,55 \cdot 10^{-16} \text{ J}.$$

Ez csak az egyik részecske energiája, a másiké valamivel kevesebb, mivel a kezdeti kör sugara – és így a részecske sebessége is – kisebb. A két részecske mozgási energiája összesen körülbelül $2,5 \cdot 10^{-16}$ J. Plusz a párkeltéshez szükséges 1022 keV, amely $\sim 1,64 \cdot 10^{-13}$ J. Vagyis a párkeltéshez szükséges energiánál alig egy ezrelékkal volt nagyobb a gamma-foton energiája. A gamma-foton energiájának legnagyobb része tehát az elektron-pozitron pár létrehozására fordítódott.

c) A sebesség egyenesen arányos a pálya sugarával. Mivel a keletkezett részecskék a ködkamrában való ütközések során lelassulnak, a csökkenő sebességhez csökkenő sugar tartozik.

9. feladat (kitűzte: Kis Dániel)

Egy atomreaktor hőteljesítménye 1000 MW.

Mennyi neutron tűnik el a láncreakcióból naponta az $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ bomlási folyamat révén?

Adatok: a neutronbomlás felezési ideje 11 perc, egy neutron átlagosan 25 μs -ig repül mielőtt elnyelődne a reaktorban vagy a környezetében, egy hasadásból átlagosan 2,43 neutron keletkezik, valamint 1 J energia $3 \cdot 10^{10}$ hasadásból szabadul föl.

Megoldás

A teljesítményből könnyen kiszámíthatjuk, hogy naponta mennyi energia szabadul fel a reaktorban:

$$E_n = Pt = 10^9 \cdot 86400 \text{ J} = 8,64 \cdot 10^{13} \text{ J},$$

amely $N_f = 2,592 \cdot 10^{24}$ db hasadásnak felel meg. Ha hasadásonként 2,43 neutron keletkezik, akkor egy nap alatt összesen $N_0 = 6,299 \cdot 10^{24}$ db neutron keletkezik.

Tudjuk, hogy egy neutron átlagosan $\tau = 2,5 \cdot 10^{-5}$ s ideig repül, azaz a naponta keletkező neutronoknak ennyi idejük van arra, hogy elbomoljanak. A bomlást az exponenciális bomlástörvény írja le:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1)$$

ahol $N(t)$ a t idő elteltével megmaradó neutronok száma, λ pedig a bomlási állandó:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = \frac{\ln 2}{660 \text{ s}} = 1,05 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{s}}. \quad (2)$$

Az (1) és a (2) alapján egyszerűen kifejezhető az elbomlott neutronok száma:

$$N_b = N_0 - N(\tau) = N_0 (1 - e^{-\lambda \tau}) = 1,653 \cdot 10^{17} \text{ db}.$$

10. feladat (kitűzte: Szűcs József)

A kozmikus sugárzás nagy energiájú részecskéitől (egy-egy részecske energiája akár 10^{18} – 10^{20} eV is lehet) a Föld mágneses tere mellett a légkör is védelmet nyújt a földi élőlények, így az emberek számára is. A védelmet elsősorban a légkör atomjainak-molekuláinak „kemény” atommagjai biztosítják, mivel a „lágy” atomburokban lévő elektronok a nagy energiájú kozmikus részecskék számára nem jelentenek nagy akadályt.

a) Becsüljük meg, hogy a légköri atommagok mennyire „fedik le” a Föld felszínét a nagy energiájú kozmikus részecskék elől!

b) A becslésből kapott eredmény alapján értelmezzük, hogy miért mérhetünk nagy energiájú kozmikus sugárzást akár a tengerszinten is.

c) Hogyan változik meg a légkör kozmikus sugárzás elleni védőhatása 11 km magasságban?

Útmutatások, adatok: A légkör túlnyomó részben kétatomos N_2 és O_2 molekulákból áll. Az atommagok átmérője legyen egységesen 7 fm (femtóméter). A tengerszinten a légnyomást vegyük 100 kPa-nak. A levegő átlagos moláris tömege 29 g/mol. A nehézségi gyorsulás 10 m/s². A légnyomás – a barometrikus formula szerint – felfelé haladva 5500 m-ként megfelelődik (állandó hőmérsékletet feltételezve).

Megoldás

a) Először becsüljük meg a Föld felszínének 1 m^2 -es feletti légkörben lévő atomok számát! Az egységnyi felület feletti légkör tömege:

$$m_1 = \frac{pA}{g} = \frac{10^5 \text{ Pa} \cdot 1 \text{ m}^2}{10 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}} = 10^4 \text{ kg}.$$

A légoszlopban lévő atomok száma:

$$N = 2 \cdot \frac{10^4 \text{ kg}}{2,9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} \cdot 6 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} \approx 4 \cdot 10^{29}.$$

Itt a levegő átlagos moláris tömegével számoltunk, és figyelembe vettük, hogy a légkört túlnyomórészt a 2-atomos nitrogén- és oxigénmolekulák alkotják.

Ha az atommagok nem kerülnének fedésbe, akkor az összes atommag hatásos (védelmet nyújtó) keresztmetszete:

$$\begin{aligned} A_{\text{óH}} &= NR^2 \pi = \\ &= 4 \cdot 10^{29} \cdot (3,5 \cdot 10^{-15} \text{ m})^2 \cdot \pi = 15,36 \text{ m}^2 \end{aligned}$$

lenne. Vagyis az 1 m^2 -es Föld-felszín felett az atommagok részben fedésbe kerülnek. Megnyugtató az atommagok – nagy energiájú kozmikus részecskék roncsoló hatásától való – védelme, hiszen az atommagok fedés nélkül akár 15 m^2 -es területet is lefedhetnének.

b) Hogy mégis találkozhatunk a tengerszinten is nagy energiájú részecskékkel, annak oka az atommagok fedésbe kerülése lehet. Annak ellenére, hogy akár 15 m^2 -nyi területet fedhetnének le az atommagok – az egymás takarása miatt – kis „rés” maradhat a földi 1 m^2 -es felület felett, ezért juthat le kis mennyiségű kozmikus sugárzás a Föld felszínére is.

Megjegyzés: ha az atommagok fedését véletlen jelenségnek tekintjük, akkor belátható, hogy ha N számú atommagot – amelyeknek az összkétszámuk 1 m^2 – az egységnyi felület fölé véletlenszerűen helyezzünk, akkor az egységnyi felületet csak $1 - e^{-1}$ arányban fedik le. A visszamaradt lefedetlen rész várható területe $1/e$ lesz.

Levezetés: osszuk be az 1 m^2 -es területet N db, $1/N$ területű kis cellára. Erre „dobáljunk rá” véletlenszerűen N db, egyenként $1/N$ területű lapkát. Egy-egy kiszemelt cella lefedésének valószínűsége egy lapka véletlenszerű elhelyezésekor a felületen $1/N$ lesz.

Tekintsük most a következő modellt: feleljen meg egy lefedetlen cella egy el nem bomlott radioaktív atommagnak, egy lefedett cella pedig egy elbomlott radioaktív atommagnak, és a felületre másodpercenként dobáljunk egy $1/N$ területű lapkát. Ekkor a cellát modellező radioaktív atommag „elbomlásának” valószínűsége másodpercenként $1/N$ lesz, azaz a „bomlási állandó” $\lambda = 1/N$. Így N lapka rádobálása után (N másodperc múlva) a fedetlenül megmaradt („el nem bomlott”) cellák száma: $N_{\text{szabad}} = Ne^{-N/N} = N/e$, vagyis

a rés összterülete: $1/e \text{ m}^2$ lesz. kN lapka elhelyezése esetén (kN másodperc múlva) $N_{\text{szabad}} = Ne^{-kN/N}$, így a szabad terület $e^{-k} \text{ m}^2$ lesz.

Egy-egy kozmikus részecske Föld felszínére való lejutásának valószínűsége „a körülbelül tizenötszörös lefedettség” mellett tehát:

$$w_0 = e^{-15} \approx 2,13 \cdot 10^{-7}.$$

c) 11 km magasan a légnyomás negyedére csökken, így a felettünk lévő légoszlop tömege is negyede lesz a földi értéknek, ezzel együtt az atommagok száma is negyedére csökken. Így a lefedettség mértéke is negyed akkora, azaz a lefedettség $k = 3,75$ -szörös lesz csak. Ez jóval kisebb védelmet jelent a kozmikus sugárzással szemben.

Megjegyzés: a fenti képlet alapján a nagy energiájú részecskék erre a szintre való lejutásának valószínűsége:

$$w_1 = e^{-\frac{15}{4}} = (w_0)^{1/4} \approx 2,15 \cdot 10^{-2}.$$

A kozmikus részecskék erre a szintre való lejutási valószínűsége körülbelül 5 nagyságrenddel nagyobb, mint a tengerszintre. Vagyis a védelem nagyon legyengül, nem negyedére, hanem körülbelül százszázalékos részére.

A versenyzők megkaphatták a maximális 5 pontot a megjegyzésekben foglaltak nélkül is, ha utaltak a nem-tökéletes fedés jelenségére!

Junior (II. kategóriájú) feladatok

9. feladat (kitűzte: Vastagh György)

Az α -részecskéket kimutató ionizációs kamra levegőt tartalmaz. A $4,78 \text{ MeV}$ energiájú α -rész minden ionpár keltésekor 34 eV energiát veszít.

a) Mekkora negatív töltés keletkezik a kamrában, ha az α -rész a kamrában fékeződik le a termikus sebességre?

b) Hogyan csökken az alfa-rész sebessége egy-egy ionpár keltésekor a lefékeződése során?

Megoldás

a) Mivel a termikus sebességhez tartozó mozgási energia $\sim 0,025 \text{ eV}$, ezért a végső mozgási energiát zérusnak vehetjük. A keltett ionpárok száma tehát:

$$N = \frac{4,8 \cdot 10^6}{34} = 1,41 \cdot 10^5.$$

Mivel minden ionpár keltésekor egy elektron válik szabaddá, ezért a keltett negatív töltés:

$$Q = Ne = 1,41 \cdot 10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 2,26 \cdot 10^{-14} \text{ C}.$$

b) Mivel minden egyes ionpár keltésekor azonos $\Delta E = 34 \text{ eV}$ energiát veszít az alfa-rész, ezért az

$$E = \frac{1}{2} m v^2$$

összefüggésből $\Delta E \approx m v \Delta v$, vagyis a sebességcsökkenés mértéke fordítva arányos a sebességgel. A sorozatos ionizáció során (amikor a sebesség egyre kisebb) a sebességcsökkenés nagysága egyre nagyobb lesz.

10. feladat (kitűzte: Vastagh György)

A ciklotronban megfelelő energiánál – a relativitáselmélettel összhangban – a részecske tömege jelentősen növekedni kezd, és ennek következtében a periodikusan változó gyorsítótér és a mozgás periódusa közötti egyensúly felborul. Ez megszabja a ciklotronban felgyorsított részecske mozgási energiájának felső határát.

a) Mekkora ez a mozgási energia proton esetében, ha annak relatív tömegnövekedése nem haladhatja meg az 1%-ot?

b) Hogyan tartható szinkronban a megnövekedett tömegű részecske periodikus mozgása és a periodikusan változó gyorsítótér magasabb energiákon is?

Megoldás

a) A mozgási energia relativisztikus esetben:

$$E_k = m c^2 - m_0 c^2.$$

Ha a relativisztikus tömegnövekedés 1%-os, akkor $m c^2 = 1,01 \cdot m_0 c^2$. Ezt visszahelyettesítve kapjuk: $E_k = 0,01 \cdot m_0 c^2$. Behelyettesítve a proton tömegét kapjuk, hogy $E_k \approx 9,38 \text{ MeV}$.

b) A gyorsításhoz szükséges szinkront vagy a gyorsítónál alkalmazott mágneses mező B indukciójának változtatásával, vagy pedig a gyorsítótér frekvenciájának módosításával, vagy mindkettő egyidejű változtatásával biztosítják.

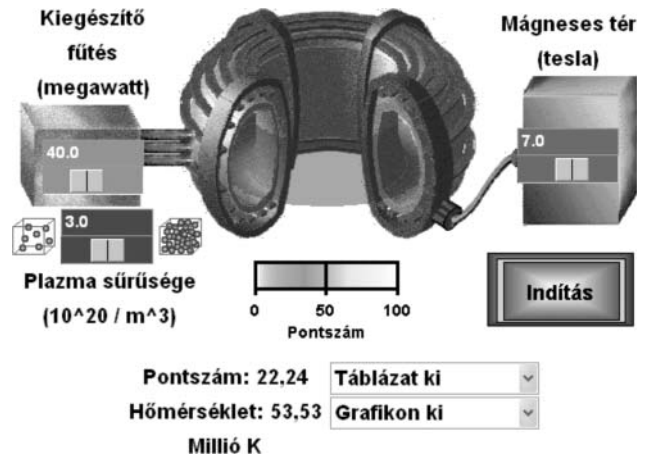
Számítógépes feladat

A 2011. évi számítógépes feladat kapcsán a versenyzőknek egy valódi fúziós kísérleteken alapuló, egyszerűsített tokamak-szimulátoron kellett fontosabb plazmafizikai folyamatokat vizsgálni. A feladatok és segédletek leírását és a szimulátor magyar nyelvű verziójának előkészítését *Buday Csaba* és *Papp Gergely* végezték. Ezúton is köszönetet mondunk mindkettejüknek.

A tokamakokról az alábbi rövid ismertetőt kapták a versenyzők:

A tokamakok a plazma összetartására szolgáló kísérleti berendezések, amelyekben magas hőmérsékletű kisüléseket lehet létrehozni. Ha kellően magas sűrűséget és nyomást sikerül benne elérni, akkor lehetőségessé válik a fúziós energia hasznosítása. Plazma halmazállapotban az anyag szétesik elektronokra és ionokra, így elektromágneses erőkkel hatni lehet rá, valamint vezeti az áramot.

A klasszikus tokamakokban a plazma *összetartását a plazmában folyó áram és annak mágneses tere* hozza létre, míg *stabilitását egy toroid tekercs mágneses tere* szolgáltatja. A plazmaáram fűti is a plazmát, viszont a plazma vezetőképessége javul a hőmérséklet emelkedésével, így ez a fajta (ohmikusnak nevezett) fűtés veszít hatékonyságából, ahogy a plazma



A tokamak-szimulátor időtől független verziójának képe és kezelőszervei.

melegszik. Magasabb hőmérsékletek kiegészítő fűtésekkel érhetők el. Többféle ilyen rendszer is létezik: rezonáns rádió- és mikrohullámok, atomnyalábfűtés.

A külső fűtések azonban bár emelik a hőmérsékletet, a plazma energia-megtartó képességét csökkentik. Így a túl sok kiegészítő fűtési teljesítmény leronthatja a tokamak teljesítményét! Hogy ennek mi a pontos oka, máig tisztázatlan, de minden fajta külső fűtésnél megfigyelték.

Ha fúziós energiát szeretnénk termelni, akkor az a cél, hogy minél több fúziós reakció menjen végbe adott térfogatban. A legkönnyebben megvalósítható reakció a deutérium és trícium fúziója, ennek optimális hőmérséklete körülbelül 280 millió K környékén van, ennél magasabb és alacsonyabb hőmérsékleteken is csökken a teljesítmény. Ezen a hőmérsékleten a részecskék hőmozgásának energiája körülbelül 25 keV. *A sűrűség növelésével mindig nő a teljesítmény, hiszen a részecskék közötti ütközések gyakorisága a sűrűség négyzetével nő!* Mind a sűrűségre, mind a nyomásra (ami a sűrűség és a hőmérséklet szorzatával arányos) létezik egy korlát, a maximális sűrűség a plazmaáram, a maximális nyomás a mágneses tér nagyságától függ.

Összefoglalva a tokamak működését korlátozó fontosabb tényezőket:

- a plazmaáram és a stabilizáló tér aránya;
- a sűrűség és a plazmaáram aránya;
- a nyomás és a mágneses tér aránya.

A szimulátor működése során 3 paramétert lehetett változtatni: a plazmasűrűséget, a kiegészítő fűtési teljesítményt és a mágneses teret. E kezelőszervek használatával kellett a kitűzött feladatokat megoldani. A szimulátor kétféle, időtől független és időfüggő üzemmódban működhetett.

Az időtől független szimulátoron 3 feladatot, míg az időfüggő verzióval egy problémát kellett megoldani (zárójelben a ráfordított idő becsült értéke olvasható):

1. feladat: A sűrűséghatár meghatározása (körülbelül: 15 perc)
2. feladat: A nyomáshatár meghatározása (körülbelül: 15 perc)
3. feladat: A legjobb kisülés létrehozása (körülbelül: 15 perc)

4. feladat: A legjobb külső létrehozása időfüggő esetben (körülbelül: 30 perc)

Eredmények

Az első két feladatban a versenyzőknek meg kellett határozniuk az egyes paraméterek változtatása mellett azokat a tartományokat, ahol a plazma még stabil. A kapott eredményeket a grafikus ábrázolás mellett elméletileg is értelmezni kellett. A 3. feladatban az addigra kialakult tapasztalatok alapján a lehető legnagyobb „pontszámú” külsőt kellett létrehozni. A versenyzők ezt a feladatot nem várt eredményességgel oldották meg. Az egyiküknek – név szerint Szabó Attilának (Leőwey Klára Gimnázium, Pécs) – sikerült a nemzetközi szinten eddig elért legmagasabb pontszámot reprodukálnia (ez a versenybizottságnak sem sikerült, pedig ők több napig kísérleteztek a verseny előtt)!

Sajnos az első három feladat elvette a rendelkezésre álló idő legjavát, így a 4. feladatot keveseknek sikerült megoldani. Akik viszont gyorsan dolgoztak, ezt az akadályt is sikerrel vették.

Kísérleti feladat

A 2011. évi kísérleti feladat ötletét Piláth Károly tanár úr adta, és a tanár úr a kísérlet előkészítésében is segítséget nyújtott. A kísérleti feladat tényleges összeállításának a terhére Ujvári Sándor, valamint Csajági Sándor tanár urak, a Versenybizottság tagjai viselték. Ez úton is köszönetet mondunk ezekért mindhármuknak.

A kísérleti feladathoz a versenyzők a következő információkat kapták.

Rétegfelvételek készítése infravörös fényvel (Komputertomográf modell)

Bevezetés

A komputertomográfia (CT) a hagyományos röntgenátviteli technika továbbfejlesztése. A tomográfiai felvétel esetében vékony röntgensugárnyalábbal világítják át a vizsgált objektumot. Az objektum mögött elhelyezett detektor egy vonal mentén érzékeli, hogy a sugárnyalábból hol és mennyi nyelődött el.

A sugárnyalábbal ugyanebben a síkban több irányból is átvilágítják a testet, és a mért intenzitásgörbékből kibontakozik az adott síkban (szeletben) elhelyezkedő részletek rajza. A síkot ezután arrébb tolják, és újra körbeforgatják. Az eljárás befejeztével a vizsgált test térbeli szerkezete feltérképezhető. „Szerkezeten” itt a röntgensugár-áteresztőképesség szempontjából megkülönböztethető részletek elrendeződése értendő.

Feladat

Kólával töltött edényben egy ismeretlen tárgy van. Infravörös fényvel készült rétegfelvételek készítésével derítsük ki minél pontosabban, hogy *hol helyezkedik el a tárgy, és milyen alakú!*

Készítsünk jegyzőkönyvet a mérésről, táblázattal és/vagy grafikonnal értékeljük a kapott adatokat! Elemezzük a mérés hibáit!

(A mérőhelyen található számítógépet is használhatjuk az értékeléshez, de a jegyzőkönyvet mindenképpen papíron kell elkészíteni! Ha használjuk a számítógépet, akkor hozzunk létre az asztalon egy mapát a kódszámunkkal, és ebbe mentsük el az értékelés részeredményeit!)

Megjegyzés: a kóla átlátszó az infravörös fényre, ezért vele úgy át lehet világítani, mint a Röntgen-sugárral az élő szöveteket. A benne elhelyezett tárgy viszont teljesen elnyeli az infravörös fényt. Vegyük azt is figyelembe, hogy az edény alakja nem pontosan egyenes a széleken, és ez „optikai” hibákat okozhat.

A méréshez rendelkezésre áll:

– egy acélkengyel, amelynek egyik oldalán egy infravörös fényt kibocsátó LED, másik oldalán pedig ennek érzékelésére képes fotodióda (érzékelő) helyezkedik el. A kengyel magassága állítható;

– a fotodióda feszültségét digitális feszültségmérővel mérhetjük;

– egy lefedett műanyag edény, kólával töltve, benne az ismeretlen testtel;

– milliméterpapír, vonalzó;

– számítógép.

További, elméleti információ: a komputertomográfia matematikai háttere az alábbi ábra alapján könnyen megérthető. Az ábrán egy 2×2 négyzetre

↘	↓	↓	↙
→	1	4	5
→	3	2	5
7	4	6	3

osztott szeletet látunk. Az egyes négyzetekbe az ott elméletben mérhető áteresztőképességet írjuk. Ha ezt a szeletet a nyílak által jelzett módon különböző irányokból átvilágítjuk, akkor a megfelelő összegzett értékeket mérhetjük. A valóságban maguk az értékek nem, csak a különböző irányokból mért összegek mérhetők közvetlenül. Ha az adott síkban a vizsgált sugár elforgatásával felírjuk az összegeket, egy egyenletrendszert kapunk. Elegendő számú irányból történő átvilágítás esetén az egyenletrendszert megoldva a cellák áteresztőképessége rekonstruálható. A való életben egy szelet helyreállításához több százezer ismeretlent kell meghatározni több százezer egyenletből. Egy sorozat pedig több száz szeletből is állhat. Egy átlagos felvétel mérete a 10–100 Mbyte nagyságrendbe esik. (A Wikipedia szócikke alapján.)

Megjegyezzük, hogy a mérésünkben előforduló áteresztőképességek „binárisak”: azaz vagy „1” az értékük (nincs elnyelés) vagy „0” (átlátszatlan, teljesen elnyeli a sugárzást). Ezért a mérés kiértékeléséhez nincs szükség a fenti algoritmusra, azt csak a teljesség kedvéért említettük meg.

A verseny értékelése

A verseny döntőjének délelőttjén a tíz elméleti feladat megoldására 3 óra, délután a számítógépes feladatra másfél óra, a kísérleti feladatra szintén másfél óra állt a versenyzők rendelkezésére. Egy-egy feladat teljes megoldása 5 pontot, a számítógépes feladat teljes megoldása 25 pontot, a kísérleti feladat teljes megoldása 25 pontot hozhatott. Maximálisan tehát 100 pontot lehetett szerezni. A legkiválóbb I. kategóriás versenyző 75 pontot ért el (tavaly 80 pont volt a legjobb eredmény). A legjobb junior versenyző fantasztikus 95 pontot ért el (tavaly 93 pont volt a legjobb). Az elméleti feladatok közül legnehezebbnek az első feladat bizonyult, erre a feladatra 3 pont volt a legjobb eredmény, és nagyon sok versenyző kapott nulla pontot. Kivételt képezett Szabó Attila és *Garami Anna* (mindketten *Simon Péter* tanítványai), akik erre a feladatra tökéletes megoldást adtak. Az elméleti feladatok megoldásában *Varga Ádám* (SZTE Ságvári Andre Gyakorló Gimnázium, Szeged) I. kategóriás, valamint Szabó Attila (Leőwey Klára Gimnázium, Pécs) érték el a legjobb eredményt: 40, illetve 49 (!) pontot a maximális 50-ból. A Junior kategóriás Szabó Attila egyedül a 7. feladaton veszített egyetlen pontot, azaz tökéletesen oldotta meg a „nagyokkal” közös feladatokat is!

A mérési feladatra két versenyző kapott maximális, 25 pontot: *Batki Bálint* (ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium, Budapest), valamint Szabó Attila (Leőwey Klára Gimnázium, Pécs). A számítógépes feladat végrehajtásában két pécsi „Junior” diák volt a legjobb: Szabó Attila és *Garami Anna*. Az összesített pontszámokban több helyen is holtverseny alakult ki.

2011-ben a következő diákok érték el a legjobb helyezéseket:

I. kategória (11–12. osztályosok)

I. helyezett (75 pont): *Varga Ádám*, SZTE Ságvári Andre Gyakorló Gimnázium, Szeged, tanára *Tóth Károly*,

II. helyezett (72 pont): *Horváth Gábor*, Zrínyi Miklós Gimnázium, Zalaegerszeg, tanára *Pálovics Róbert*,

III. helyezett (69 pont): *Dálya Gergely*, ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium, Budapest, tanára *Zsigri Ferenc*.

„Junior” kategória

I. helyezett (95 pont): Szabó Attila, Leőwey Klára Gimnázium, Pécs, tanára *Simon Péter*,

II. helyezett (55 pont): *Garami Anna*, Leőwey Klára Gimnázium, Pécs, tanára *Simon Péter*,

III. helyezett (51 pont): *Antalicz Balázs*, Bethlen Gábor Református Gimnázium, Hódmezővásárhely, tanára *Nagy Tibor*.

A záróülést és a díjátadást megtisztelte jelenlétével *Leber Ferenc* úr, Paks város alpolgármestere, *Mittler István*, a Paksi Atomerőmű Tájékoztatási igazgatója, *Cserháti András*, a Magyar Nukleáris Társaság elnökségi tagja, *Kádár György*, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat főtájkára, Szabó Béla, az Energetikai Szakközépiskola igazgatója, valamint Radnóti Katalin főisko-

lai tanár, a Women in Nuclear Magyarország (Magyar Nukleáris Társaság Nőtágozata) képviselője.

Ebben az évben több *különdíj* átadására is sor került. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat egy-egy éves *Fizikai Szemle* előfizetést ajánlott fel a két kategória első öt helyezettjének, amelyet Kádár György, az ELFT főtájkára adott át. A Magyar Nukleáris Társaság (MNT) képviseletében Cserháti András nyújtott át könyvjutalmakat a két kategória első öt helyezettjének, valamint kedvezményes részvételi jegyeket az MNT által szervezett Nukleáris Szaktáborra a két kategória első három helyezettjének. Az MNT Nőtágozata (WIN) a két lányversenyzőt – *különdíjként* – meghívta egynapos látogatásra a Paksi Atomerőműbe. A látogatás célja az atomerőműben dolgozó, mérnöki beosztásban lévő nők munkájának megismerése volt. A *különdíjat* Radnóti Katalin, az MNT WIN budapesti alelnöke adta át.

A záróülésem a tanulói díjak, *különdíjak* és oklevelek átadása után került sor az idei *Delfin-díj* átadására, amelyet minden évben a tanárok pontversenyében legjobb eredményt elért *tanárnak* ítél oda a versenybizottság. Ebben az évben a Delfin-díjat *Simon Péter*, a Leőwey Klára Gimnázium (Pécs) tanára vehette át. Gratulálunk! A tanár úr már 2004-ben és 2008-ban is kapott egy Delfin-díjat, így ez alkalommal nem egy újabb delfin-szobrot, hanem egy, a díj elnyerését tanúsító plakettet kapott.

A Delfin-díj alapszabályának megfelelően a Delfin-díj bizottságnak lehetősége van egy külön Delfin-díj kiadására is. Ezzel a lehetőséggel az idén élt a bizottság, és *Kopcsa József*, nyugdíjas fizikatanárnak adott egy külön Delfin-díjat. *Kopcsa József* a Szilárd Leó Fizikaverseny Versenybizottságában aktívan dolgozott a kezdetektől fogva. Emellett ő szerkesztette és rendezte sajtó alá az *Országos Szilárd Leó Fizikaverseny 1998–2004* című kiadványt is, amely az első hét verseny feladatait és megoldásait tartalmazza. *Kopcsa* tanár úr bejelentette, hogy 2012-től visszavonul a Szilárd Leó Fizikaverseny Versenybizottságából. A Delfin-díj kuratóriuma és a Szilárd Leó Verseny Versenybizottsága a Delfin-díj odaítélésével szerette volna megköszönni *Kopcsa* tanár úr eddigi odaadó, a verseny érdekében végzett magas színvonalú munkáját!

A *Marx György Vándordíjat* – amelyet minden évben a pontversenyben legkiválóbb eredményt elért *iskolának* ítél oda a Versenybizottság – idén is a *Leőwey Klára Gimnázium* (Pécs) nyerte el. A Leőwey már 2008-ban és 2010-ben is hazavihette egy évre a *Marx György Vándordíjat*. Gratulálunk! A *Marx György Vándordíj* alapító okirata értelmében egy iskola végleg megkapja a díjat, ha három egymás utáni évben elnyeri, vagy ha az évek során ötször nyeri el. A díj 2011-es elnyerésével a Leőwey Klára Gimnázium a díj végleges elnyerésének közelébe került.

Az ünnepélyes eredményhirdetés végén *Sükösd Csaba* köszönetét fejezte ki a versenyt támogató Paksi Atomerőműnek és a paksi Energetikai Szakközépiskolának, valamint minden támogatónak és *különdíjat* felajánló szervezetnek a verseny megrendezésében nyújtott segítségükért.