

Jogosan vetődik fel a kérdés, hogy ha az atomerőművek ilyen előnyökkel rendelkeznek a hármas követelmény kielégítése terén, akkor miért nem épül ezer reaktor szerte a világon?

Sok erőmű épül, és még több országban fontolgatják a létesítést. A Nemzetközi Atomenergia Ügynökség kiadványa [16] szerint jelenleg 54 blokk van létesítés alatt. Ennek duplájára tehető azon egységek száma, amelyek építését fontolgatják, köztük olyan országok is, amelyek még nem rendelkeznek nukleáris létesítménnyel.

Az atomerőművek fejlesztői és gyártói az utóbbi években a fajlagos költségek javítása érdekében az egység teljesítménynövelésre törekedtek. Az 1000–1500 MW-os teljesítményű blokkok illesztése az energiarendszerekbe kiegészítő intézkedéseket igényel a hálózat statikus és dinamikus stabilitása megőrzése érdekében. Ennél is komolyabb gond, hogy a jó fajlagos mutatók mellett a nagy egység teljesítmény a létesítés 5–6 éve alatt hatalmas tőke lekötését igényli. Ma egy 1000 MW-os blokk 3–4 milliárd euróba kerül. A finanszírozás megteremtése nem egyszerű feladat, de nem is lehetetlen. A nemzetközi pénzpiacon található olyan befektetők, amelyek a hosszú távú, biztos hozamban érdekeltek. Amennyiben a létesítés során jelentkező kockázatokat – tervproblémák, késések stb. – megfelelően kezelik, a finanszírozás a későbbi versenyképességet veszélyeztető extra felárak nélkül biztosítható.

*Befejezésül mit javasolhat a gondolkodó?* Korunk kihívásaira csak akkor adhatók korrektt válaszok, ha azok a problémák komplex értékelésén, a politikai divatoktól és partikuláris érdekektől mentes gondolkodáson alapulnak. Az árakat rövidebb-hosszabb időre – adókkal, támogatásokkal – el lehet téríteni a realitásoktól, a fizika törvényei – szerencsénkre – akkor is működnek, ha éppen nem tetszenek nekünk.

#### Irodalom

1. 40/2009 (IV.17.) OGY határozat
2. 2009/29/EK
3. 2009/28/EK
4. *Előjelzési Dokumentum*. KHEM, 2009. december
5. *Tájékoztató a Magyar Energia Hivatal 2008. évi tevékenységéről*. www.eh.gov.hu
6. *EurActiv*, 2010.04.02. www.euractiv.com
7. *Greenhouse gas emission trends and projections in Europe 2009*. EEA Report, No 9/2009
8. *Power Choices. Pathways to Carbon-Neutral Electricity in Europe*. www.eurelectric.org
9. *Statistics and Prospects for the European Electricity Sector*. 37<sup>th</sup> Edition EURPROG 2009, A Eurelectric statistics report, www.eurelectric.org
10. Rácz László (MOL Nyrt.): *Megújuló energiaforrások a közlekedésben*. www.enpol2000.hu
11. *The Role of Electricity*. A Euroelectric Report, March 2007, www.eurelectric.org
12. *Prospects for Hydrogen and Fuel Cells*. OECD/IEA, 2005.
13. *Magyarországnak nincs szüksége a paksi atomerőműre*. Energia Klub, 2007.
14. Gerse Károly (MVM Zrt.): *Atomerőmű építés finanszírozása*.
15. *Mitigation of Climate Change*. Intergovernmental Panel on Climate Change, 2007.
16. *Nuclear Power Reactors in the World*. IAEA, April 2010.

## IMPULZUSOK NÉLKÜL MŰKÖDŐ, FOLYAMATOS ÜZEMŰ REPÜLÉSI IDŐ TÖMEGSPEKTROMÉTER

Hárs György  
BME Atomfizika Tanszék

A repülési idő tömegspektrometria (Time of Flight spectrometry) a továbbiakban röviden TOF-spektrometria, a tömegspektrométeres módszerek azon fajtája, amikor az ionok tömegére vonatkozó információt valamely meghatározott úthossz befutásának idejéből nyerjük. A többi tömegspektrométeres módszer esetében elektromos vagy mágneses erőtereket alkalmazunk és ez által a különböző tömegű ionfajtákat más és más pályagörbére (trajektóriára) irányítjuk. A TOF-spektrométer esetében azonban minden ionfajta lényegében ugyanazt a trajektóriát futja be, csupán a befutás ideje eltérő. A különböző ionfajtákból álló ionnyalábot egy néhány kilovoltos gyorsító feszültséggel felgyorsítjuk. Így a nyalábban levő összes egyszeres töltésű ionnak elvben azonos kinetikus energiája lesz. A nyalábot vákuumtérben egy erőmentes térrészbe vezetjük, ahol a nyaláb befutja a néhány méter hosszúságú futási távot. Mivel azonos kinetikus energia esetében a könnyebb ion a gyorsabb, így a futási idő a könnyebb ionoknál rövidebb, nehezebb-

nél hosszabb lesz. A futási idő meghatározása a hagyományos impulzus üzemű TOF-spektrométernél (Pulsed TOF = PTOF) az érkezési időpont és az indítási időpont különbségeként adódik. Az ionok indítására egy határozott, startpisztolylövésre emlékeztető indító impulzus (ideálisan Dirac-delta) szükséges. Az ionok detektorba érkezésének sorrendje az ion tömegének monoton függvénye lesz, vagyis előbb a könnyebb, később pedig a nehezebb ionok érkeznek meg a detektorba. A repülés idejéből a paraméterek ismeretében az ion tömegszáma ( $AMU = Da = Dalton$ ) meghatározható.

Az indító impulzus időtartama rövid kell legyen, mert ha két szomszédos tömegszámú ion repülési idejének különbsége eléri az indító impulzus időtartamát, akkor a két ion ilyen módon már nem különböztethető meg. Ezért az indító impulzus szélessége 10 nanoszekundum nagyságrendű. A maximális futási idő mintegy 100 mikroszekundum időtartamú, ugyanígy meg kell várni amíg a legnehezebb ion is beérkezik

a detektorba. Ebből a két időadatból adódik a PTOF módszer egyik nehézsége, nevezetesen, hogy a gerjesztés kitöltési tényezője  $10^{-4}$  nagyságrendű, amelynek következtében a mérés jel-zaj viszonya nem túl jó, ez végső soron az érzékenységet korlátozza. Az egy adott indító impulzusból származó azonos tömegű ionok a sodródási térben egymáshoz közel egy csomóban (bunch) helyezkednek el, emiatt a közöttük fellépő Coulomb-taszítás a jel csökkenését és a felbontás romlását okozza. További nehézség a nagy sebességű detektálás megvalósítása. Ilyen gyors impulzusok széles frekvenciasávban történő erősítésére a szekunderelektron-sokszorozó elvén működő eszközök alkalmasak. Ezek az eszközök (multiplier) azonban azzal a hátrányos tulajdonsággal rendelkeznek, hogy a könnyebb ionokat nagyobb erősítéssel sokszorozzák, mint a nehezebbeket. A felsorolt nehézségeket alapvetően megoldja a folyamatos működésű TOF (Continuous TOF = CTOF) spektrométer koncepciója, megvalósítása azonban másfajta problémákat vet fel, amelyeket a továbbiakban tárgyalunk.

## Alapvető összefüggések

Egy  $U$  feszültséggel felgyorsított ion kinetikus energiája:

$$\frac{1}{2} m v^2 = q U, \quad (1)$$

ahol  $m$  és  $q$  az ion tömege és töltése,  $v$  a sebessége. Innen a sebességet könnyen kifejezhetjük:

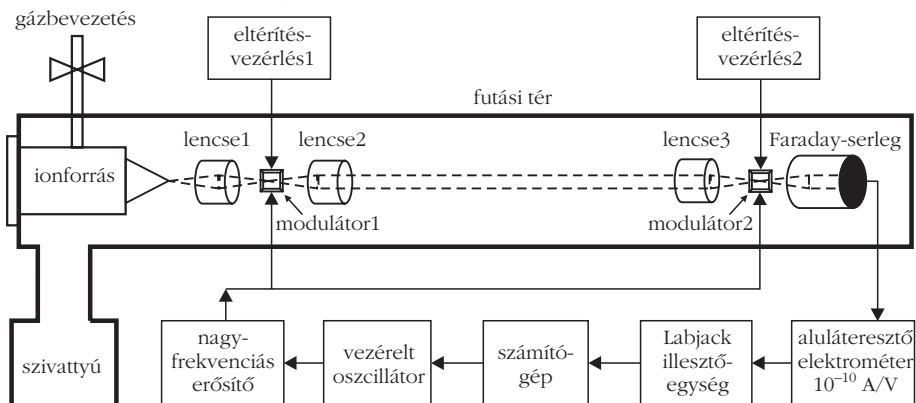
$$v = \sqrt{\frac{2 q U}{m}}. \quad (2)$$

A repülés ideje  $\tau$ , a sodródási tér hossza pedig  $L$ :

$$\tau = \frac{L}{v} = L \sqrt{\frac{m}{2 q U}}. \quad (3)$$

Bevezetjük az atomi tömeg egységet (AMU)  $M$ :

1. ábra. Az elkészült berendezés a következő részekből áll: vákuumkamra a szivattyúval, ionforrás x,y eltérítőkkal, három darab elektrosztatikus lencse, Faraday serlegdetektor, kettő darab eltérítésvezérlő, nagyfrekvenciás meghajtó erősítő, vezérelt oszcillátor (Tabor WW 2571), sáváteresztő elektrométer, Labjack panel, számítógép.



$$M = \frac{m}{m_0}, \quad (4)$$

ahol  $m_0 = 1,67 \cdot 10^{-27}$  kg. A (3) képlet így alakul:

$$\tau = \frac{L}{v} = L \sqrt{\frac{m_0}{2 q U}} \sqrt{M}. \quad (5)$$

Vezessük be a proton repülési idejének jelölésére a  $A$  paramétert.

$$A = L \sqrt{\frac{m_0}{2 q U}}, \quad (6)$$

vagyis:

$$\tau = A \sqrt{M}. \quad (7)$$

Fontos tudni két szomszédos tömeg futási idejének különbségét. Differenciáljuk a fenti függvényt.

$$\frac{d\tau}{dM} = \frac{A}{2} \frac{1}{\sqrt{M}}. \quad (8)$$

Mivel az atomszámértékek egészek, így a határátmenet csupán  $dM = 1$  értékig hajtható végre, vagyis a  $\delta$  repülési idő-különbség a két szomszédos tömegcsúcs között a következő lesz:

$$\delta = \frac{A}{2} \frac{1}{\sqrt{M}}. \quad (9)$$

## Az új CTOF mérési módszer vázlatos elmélete

A mérés megvalósításához az ionnyalábot intenzitásában modulálni kell. Ezt úgy érjük el, hogy a nyaláb elé egy apertúrát helyezünk és a nyalábot egy eltérítő elektródapár segítségével oldalirányban kissé eltérítjük. Ekkor az eltérítés mértékének változtatásával az apertúrán áthaladó ionok mennyisége változtatható.

Nagyobb eltérítés esetén több ion akad fenn az apertúrában, így az átmenő áram csökken. A moduláció frekvenciáját az eltérítő elektródára adott feszültség frekvenciája adja. Az eltérítő elektródoknak a nyaláb irányával párhuzamos kiterjedése kicsi kell, hogy legyen (néhány tízed milliméter), mert ha az eltérítő elektródán való áthaladás ideje egyenlővé válik a meghajtó jel periódusidejével, akkor nem fog eltérülni az ion, ugyanis a két ellentétes irányba azonos mértékű erőlkést kap.

A mérés elve a következő (1. ábra): az ionnyalábot két helyen vetjük alá intenzitásmódulációnak. Elsőként a futási tér elején, másodszor pedig a futási tér végén, a detektor előtt. Mind a két modulátor azonos frekvenciájú vezérlést kap. A moduláció frekvenciája az idő függvényében lineárisan növekszik, például 1 MHz-ről 50 MHz-re 49 másodperc alatt, így a frekvenciaváltozás sebessége 1 MHz/s. Most tételezzük fel, hogy csak egy ionfajta vesz részt a nyalábban egyszeres töltéssel, és ennek a futási ideje  $10^{-4}$  s. Amikor az ionnyaláb áthalad az 1. modulátoron, kap egy bizonyos modulációs frekvenciát. A nyaláb így modulált része  $10^{-4}$  s múlva érkezik a 2. modulátorhoz, ahol most már az eltelt idő miatt egy magasabb frekvenciás modulációt szenved el. A két moduláció eredményeképpen a különbségi frekvencia megjelenik a jelben, amely az említett numerikus példa esetében  $1 \text{ MHz/s} \times 10^{-4} \text{ s}$ , azaz 100 Hz. Természetesen a heterodin jelben az összegfrekvencia is megjelenik, de azt az elektrométer kiszűri. Egy adott futási időhöz tehát egy különbségi (heterodin) frekvencia tartozik. Ha több ionfajta van a nyalábban, akkor a jel több különböző frekvenciájú heterodin jel összege lesz. Ezt az összegjelet gyors Fourier-transzformáció (FFT) segítségével összetevőire bontjuk, és így a futási idő spektrumot nyerjük.

A továbbiakban matematikailag vezessük végig az imént leírt mérési eljárást.

Az  $I$  intenzitású ionnyaláb áthalad az 1. modulátoron, amelynek körfrekvenciája  $\omega_1$ . Az 1. modulátort elhagyó nyaláb intenzitása  $I_1$ .

$$I_1 = \frac{1}{2} I [1 + \cos(\omega_1 t)]. \quad (10)$$

A modulált nyaláb ezután befutja a futási teret és megérkezik a 2. modulátorba, ahol újfent modulálásra kerül. Itt a moduláló körfrekvencia azonban már  $\omega_2$ .

$$I_2 = \frac{1}{2} I_1 [1 + \cos(\omega_2 t)]. \quad (11)$$

Az  $\omega_2$  magasabb frekvencia, mivel a futási idő közben a moduláló frekvencia megnövekedett:

$$\omega_2 = \omega_1 + \beta \tau. \quad (12)$$

Ahol  $\beta = d\omega/dt$ , a körfrekvencia változási sebessége,  $\tau$  pedig a futási idő, amelyek a fenti numerikus példában rendre  $2\pi \text{ MHz/s}$  és  $10^{-4} \text{ s}$  voltak.

A (11) formulát a (10)-be helyettesítve, majd a szorzást elvégezve (13) és (14) formulákat nyerjük.

$$I_2 = \frac{1}{4} I [1 + \cos(\omega_1 t)] [1 + \cos(\omega_2 t)], \quad (13)$$

$$I_2 = \frac{1}{4} I [1 + \cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_2 t) + \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t)]. \quad (14)$$

Ekkor alkalmazzuk a koszinuszok szorzatára vonatkozó trigonometriai összefüggést:

$$\cos\alpha \cos\beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)], \quad (15)$$

$$I_2 = \frac{1}{4} I \left\{ 1 + \cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_2 t) + \frac{1}{2} \cos[(\omega_1 + \omega_2) t] + \frac{1}{2} \cos[(\omega_1 - \omega_2) t] \right\}. \quad (16)$$

Az  $\omega_1$  és  $\omega_2$  körfrekvenciákhoz tartozó frekvenciák néhányszor 10 MHz tartományba esnek. Ezért a (16) formula zárójelében levő második, harmadik és negyedik tagok az aluláteresztő elektrométerrel történő detektálás következtében kiszűrődnek a jelből.

$$I_2 = \frac{1}{4} I \left[ 1 + \frac{1}{2} \cos[(\omega_1 - \omega_2) t] \right]. \quad (17)$$

Figyelembe véve a (12) összefüggést a következő alakhoz jutunk.

$$I_2 = \frac{1}{4} I \left[ 1 + \frac{1}{2} \cos(\beta \tau t) \right]. \quad (18)$$

A heterodin körfrekvenciára bevezetjük az  $\Omega$  jelölést.

$$\Omega = \beta \tau, \quad (19)$$

ennek felhasználásával a kétszeresen modulált és aluláteresztő módon detektált jel időfüggvénye a következő:

$$I_2 = \frac{1}{4} I \left[ 1 + \frac{1}{2} \cos(\Omega t) \right] = \frac{I}{4} + \frac{I}{8} \cos(\Omega t). \quad (20)$$

Ez a jel – láthatóan – egy adott heterodin frekvenciát tartalmaz, amely frekvencia a (19) összefüggéssel kapcsolódik a futási időhöz.

## Általános érvényű műszerfejlesztési megfontolások

A mérésnél alkalmazott maximális frekvencia periódusideje az „időkvantum”, amely meghatározza a tömegfelbontást:

$$\frac{1}{f_{\max}} = \tau_0. \quad (21)$$

Elosztva a repülés (7) idejét az időkvantummal megkapjuk, hogy az adott repülési idő a diszkrét Fourier-transzformáció elvégzése után hányas csatornaszámnál jelentkezik. A csatornaszám értékét  $k$  jelöli.

$$\frac{\tau}{\tau_0} = k, \quad (22)$$

$$k = A f_{\max} \sqrt{M}. \quad (23)$$

A mintavételes rendszerek egyik korlátja egy speciális jelenség. Ennek részletes tárgyalására itt nincsen mód, csupán utalunk a „mintavételi tételre”, amely kimondja, hogy egy sávkorlátozott jel információvesztés nélkül helyreállítható, ha a mintavételezés frekvenciája a sávkorlát frekvenciájának legalább a kétszerese. Az említett korlát következtében a Fourier-transzformáció eredményeképpen létrejövő függvénynek csak az első fele használható. Ezek szerint egy  $n$  mérési pontból álló adatállomány Fourier-transzformáltjából csak az első  $n/2$  adat értékes.

$$\frac{n}{2} = A f_{\max} \sqrt{M_{\text{range}}}, \quad (24)$$

$$\left( \frac{n}{2 A f_{\max}} \right)^2 = M_{\text{range}} \quad (25)$$

Itt  $M_{\text{range}}$  a módszer tömegtartományát jelöli, vagyis azt a maximális AMU értéket, amely a tömegtengelyen megjelenik. Ez azonban messze nem jelenti azt, hogy az összes tömegszám fel lenne bontva. A felbontás egy külön kérdés, amit alább tárgyalunk.

Egy tömegcsúcsot definíciószerűen akkor tekintünk felbontottnak, ha legalább két időkvantum telik el a szomszéd tömegszámok között. Ez a definíció elvben lehetővé teszi a csúcsok és a völgy megtalálását. Ezek szerint és a (9) formula szerint  $2\tau_0 = \delta$ .

$$\frac{2}{f_{\max}} = \frac{A}{2} \frac{1}{\sqrt{M_{\text{res}}}}, \quad (26)$$

$$\left( \frac{A f_{\max}}{4} \right)^2 = M_{\text{res}} \quad (27)$$

Itt  $M_{\text{res}}$  jelöli a legnagyobb felbontott tömegszámot.

Ha a teljes tömegtartomány felbontásra kerül, akkor  $M_{\text{range}} = M_{\text{res}}$ . Ebből a feltételből megkapjuk a szükséges maximális modulációs frekvenciát.

$$\left( \frac{n}{2 A f_{\max}} \right)^2 = \left( \frac{A f_{\max}}{4} \right)^2, \quad (28)$$

$$f_{\max} = \frac{\sqrt{2n}}{A}. \quad (29)$$

Visszahelyettesítve ezt a frekvenciát a tömegtartomány és a tömegfelbontás fenti képleteibe az alábbi eredményt kapjuk:

$$M_{\text{range}} = M_{\text{res}} = \frac{n}{8}. \quad (30)$$

Az eltérítő lemezpárok nyáláb irányával párhuzamos kiterjedése igen fontos. Jelölje ezt most  $L^*$ . A teljes  $L$  repülési úthossz és az  $L^*$  arányát jelölje  $p$ , amelynek tehát minimum néhány ezer a nagyságrendje:

$$\frac{L}{L^*} = p. \quad (31)$$

Az ionnyaláb eltérése meredeken csökkenni kezd, ha a moduláló jel félperiódusának ideje egyenlővé válik az ionnak az eltérítő lemezpárok között eltöltött idejével:

$$\frac{A}{p} \sqrt{M_{\text{defl}}} = \frac{1}{2 f_{\max}}. \quad (32)$$

Emiatt szükséges, hogy az eltérítő nyálákkal párhuzamos mérete a lehető legkisebb legyen. A legnagyobb eltéríthető tömegszámot  $M_{\text{defl}}$  jelöli:

$$M_{\text{defl}} = \left( \frac{p}{2 A f_{\max}} \right)^2. \quad (33)$$

Az  $M_{\text{range}} = M_{\text{defl}}$  feltétel következménye az alábbi:

$$\left( \frac{n}{2 A f_{\max}} \right)^2 = \left( \frac{p}{2 A f_{\max}} \right)^2. \quad (34)$$

Innen  $n = p$  adódik, tehát az egy mérést alkotó elemi ciklusok  $n$  száma ugyanannyi kell legyen, mint a futási hosszának az eltérítő méretéhez viszonyított  $p$  aránya.

Az aluláteresztő elektrométer szükséges sávszélessége a frekvencianövelés elemi lépései között eltelt  $\Delta$  idő függvénye. A (20) formulából látható, hogy az ion futási idejére vonatkozó információt a második tag hordozza, ezért az egyenáramú összetevő átvitele nem szükséges. Emiatt célszerű sávszűrő elektrométert használni, amely szintén kiszűri a DC-komponenst. A körfrekvencia  $\beta$  átlagos változási sebessége a körfrekvencia-változás és az eltelt idő hányadosa:

$$\beta = 2\pi \frac{f_{\max}}{n \Delta}. \quad (35)$$

A (7) képletet a (19) összefüggésbe helyettesítve a detektált heterodin körfrekvencia a következő:

$$\Omega = \beta A \sqrt{M}. \quad (36)$$

Behelyettesítve a (35) összefüggést:

$$\Omega = 2\pi \frac{A f_{\max}}{n \Delta} \sqrt{M}. \quad (37)$$

Az  $F = \Omega/2\pi$  frekvenciát használva a körfrekvencia helyett:

$$F = \frac{A f_{\max}}{n \Delta} \sqrt{M}. \quad (38)$$

$M = 1$  esetben az  $F_{\min}$  legkisebb szükséges detektálási frekvencia:

$$F_{\min} = \frac{A f_{\max}}{n \Delta}. \quad (39)$$

$M = M_{range}$  esetben az  $F_{max}$  maximális detektálási frekvencia:

$$F_{max} = \frac{A f_{max}}{n \Delta} \sqrt{M_{range}}. \quad (40)$$

A fenti két formula meghatározza az elektrométer szükséges sávhatárait. Látható, hogy DC-átvitel valóban nem szükséges.

A frekvencianövelések közötti minimálisan szükséges idő az, amíg a legnagyobb tömegű ion végighalad a futási téren:

$$\Delta = A \sqrt{M_{range}}. \quad (41)$$

Helyettesítsük be a fenti formulát (39) és (40) összefüggésekbe, és így megkapjuk az elvileg leggyorsabban végrehajtott méréshez szükséges sávhatárokat.

$$F_{min} = \frac{f_{max}}{n} \frac{1}{\sqrt{M_{range}}}, \quad (42)$$

$$F_{max} = \frac{f_{max}}{n}. \quad (43)$$

Az elvileg végrehajtható  $T_{min}$  legrövidebb spektrumfelvételi idő:

$$T_{min} = n A \sqrt{M_{range}}. \quad (44)$$

## A megvalósított CTOF spektrométer tényleges mérési paraméterei

A (6) összefüggés alapján az  $m_0 = 1,67 \cdot 10^{-27}$  kg tömegű,  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  As töltésű proton az  $U = 3$  kV gyorsító térben az  $L = 1,4$  m utat a következő  $A$  repülési idő alatt teszi meg:

$$A = L \sqrt{\frac{m_0}{2 q U}} = 1,81 \mu\text{s}. \quad (45)$$

(23) alapján, ha  $A = 1,81 \mu\text{s}$ ,  $f_{max} = 50$  MHz, az FFT csatornaszám az AMU függvényében:

$$k = A f_{max} \sqrt{M} = 90,5 \sqrt{M}. \quad (46)$$

A (25) összefüggést felhasználva,  $n = 4096$  és  $f_{max} = 50$  Hz esetén az  $M_{range}$  tömegtartomány:

$$\left( \frac{n}{2 A f_{max}} \right)^2 = M_{range} = 512 \text{ AMU}. \quad (47)$$

A maximális  $M_{res}$  felbontott tömeg (27) alapján, a korábbi értékekkel:

$$\left( \frac{A f_{max}}{4} \right)^2 = M_{res} = 512 \text{ AMU}. \quad (48)$$

Az  $M_{range} = M_{res}$  feltételhez szükséges maximális frekvencia (29)-et és  $n$ , illetve  $A$  értékét felhasználva:

$$f_{max} = \frac{\sqrt{2 n}}{A} = 50 \text{ MHz}. \quad (49)$$

A (34) egyenletből  $n = p$  következett. Eszerint a sodródási tér hosszának (ami most 1,4 m) és a modulátor nyalábbal párhuzamos méretének aránya 4096 kell legyen. Ez a feltétel a modulátorok méretét 0,3 mm-re korlátozza.

Az elektrométer minimális határfrekvenciája (39)-es összefüggés és  $A$ ,  $f_{max}$ ,  $n$  korábbi értékeinek, illetve  $\Delta = 2$  ms frekvencianövelések közötti idő felhasználásával:

$$F_{min} = \frac{A f_{max}}{n \Delta} = 11 \text{ Hz}. \quad (50)$$

Így a detektált heterodin jel frekvenciájának függése a tömegszámtól, (38) alapján:

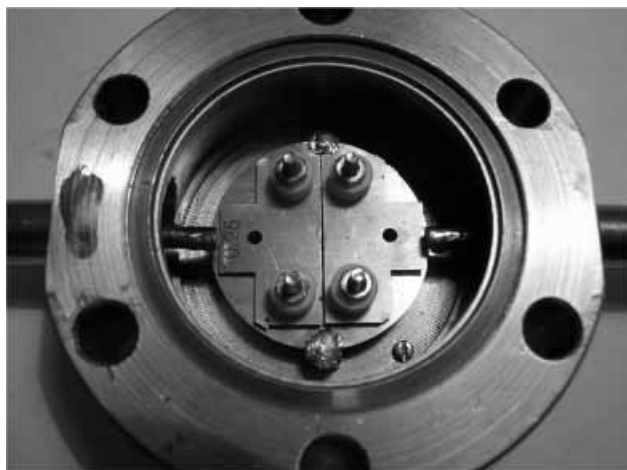
$$F = 11 \sqrt{M} \text{ Hz}. \quad (51)$$

Végül, (40) segítségével, az elektrométer maximális határfrekvenciája a tömegtartomány tetején:

$$F_{max} = 11 \sqrt{512} = 248 \text{ Hz}. \quad (52)$$

## A megvalósított CTOF spektrométer működése

Az elkészült berendezést az 1. ábra mutatja. Ez a következő részekből áll: vákuumkamra a szivattyúval, ionforrás x,y eltérítőkkel, három darab elektrosztatikus lencse, Faraday serlegdetektor, kettő darab modulátor, kettő darab eltérítésvezérlő, nagyfrekvenciás meghajtó erősítő, vezérelt oszcillátor (Tabor WW 2571), sávát-eresztő elektrométer, Labjack panel, számítógép. Mivel a moduláció az eltérítés elvén alapszik, a modulátorok a nyaláb kisszögű DC-eltérítését is elvégzik egy rákapsolt DC segédfeszültség alkalmazásával. A mérések folyamán a háttérvákuum  $10^{-7}$  mbar nagyságrendű. Az ionforrás 3 keV-es nyalábot biztosít, amelynek nyalábárama 3 mikroamper. A mérés kezdetén még moduláció nélkül, a detektorba jutó DC-ionáramot maximalizáljuk a következők beállításával: x,y eltérítés, lencse1, eltérítő1, lencse2 és eltérítő2. A maximálisan elérhető detektált ionáram 1–10 nA tartományba esik. Amikor a maximum értéke már ismert, a detektorba jutó DC-áramot a felére, majd a negyedre állítjuk, rendre az eltérítő1 és az eltérítő2 alkalmazásával. Ilyen módon a modulátorokat a legnagyobb lejtésű pontra pozicionáljuk, és így a lehető legnagyobb heterodin jelet állítjuk majd elő, amikor bekapcsoljuk a modulációt. Az ionnyaláb trajektóriáit vázlatosan jelöltük az 1. ábrán. Az 1. lencse a nyalábot az 1. modulátor részére fókuszálja. Az itteni ionfolt egy-két milliméter széles. Ezután a 2. len-



2. ábra. Részlegesen szétszerelt modulátor. Az eltérítő lemezek alatt egy 0,25 mm-es résapertúra van. Az eltérítő lemezek a vákuumátvezetőkhoz vannak hozzákötve. Az alsó apertúrával azonosat szerelünk fel a látható négy csavarra.

cse a nyalábot újra párhuzamosítja az eddigi kúpos forma helyett. Ennek köszönhetően a sodródási tér jelentősen meghosszabbítható a veszteségek nagymértékű növekedése nélkül. A sodródási tér végén a nyalábot a 3. lencse a 2. modulátor belépő részére fókuszálja, ahol az ionfolt mérete durván megegyezik az 1. modulátoron tapasztalt egy-két milliméterrel. A végén Faraday-serleg alkalmazásával kivezetjük az ionáramot az elektrométerbe.

Miután a berendezést DC-szinten beállítottuk, a nagyfrekvenciás modulációt bekapcsoljuk. Ez azt jelenti, hogy frekvenciában modulált koszinuszfeszültséget juttatunk a modulátorokra. A frekvencia 1 MHz-től 50 MHz-ig terjed, és a feszültség amplitúdója mintegy 50 V.

A modulátor egy eltérítő lemezpárból és ezt követően egy résszerű apertúrából áll, hiszen a nyaláb intenzitása modulálható, ha eltérítjük a nyalábot és egy résszerű apertúrán vezetjük keresztül. Van azonban két alapvető korlát. A moduláció nem lineáris folyamat. Emiatt egy koszinuszfüggvénnyel meghajtott modulátor által modulált ionnyaláb nem lesz koszinusz időfüggvényű. Ez a hatás csökkenthető, ha viszonylag kis modulációs mélységet és résszerű apertúrát alkalmazunk. A másik korlátozó tényező az ionnak a modulátorban eltöltött véges (nem nulla) tartózkodási ideje. Nyilvánvaló, ha a modulátorban levő tartózkodási idő egyenlővé válik a moduláló jel periódusidejével, akkor nem jön létre semmiféle moduláció. Emiatt a modulátorok nyalábbal párhuzamos irányú méretének minimálisnak kell lennie. A gyakorlatban a modulátor egy azonos síkban fekvő vékony fémlemezpár, amelyek között néhány tized milliméter rés van (2. ábra). Előtte és utána – megközelítőleg 5 mm távolságban – két leföldelt, résszerű apertúra van. Szintén fontos, hogy a modulátorlemezek földhöz viszonyított kapacitását alacsony értéken (néhány pF) tartjuk. Nagyobb értékű kapacitás, különösen a magasabb frekvenciákon, jelentősen csökkentené a modulációs feszültséget.

1. táblázat

#### A kripton izotópgyakoriságai

AMU	78	80	82	83	84	86
%	0,35	2,25	11,6	11,5	57	17,3

2. táblázat

#### A xenon izotópgyakoriságai

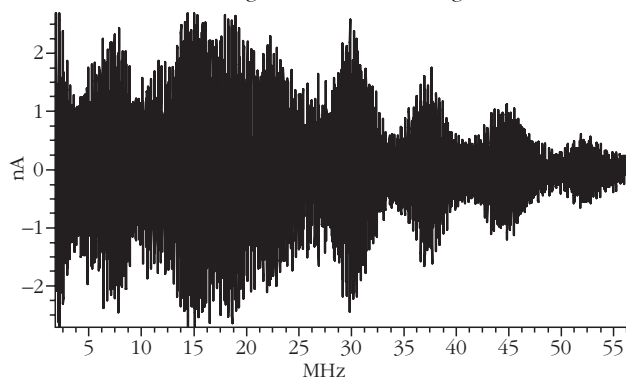
AMU	124	126	128	129	130	131	132	134	136
%	0,1	0,09	1,92	26,44	4,08	21,18	26,88	10,44	8,87

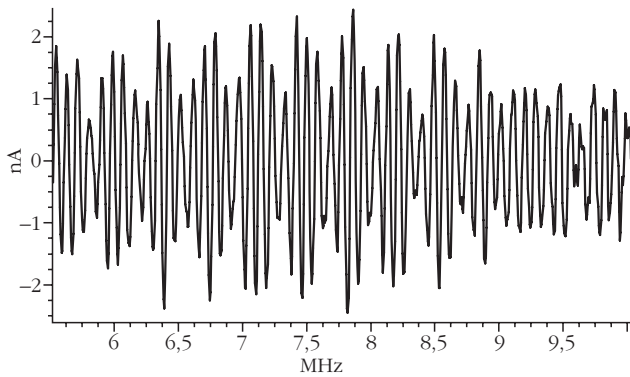
A tényleges mérés során a moduláló frekvenciát 1 MHz értékről 50 MHz értékre növeljük 4096 azonos lépésben, miközben a moduláló feszültség amplitúdóját mintegy 50 V feszültségen tartjuk. A sáváteresztő elektrométer kimenetét minden frekvencián regisztráljuk. Egy ilyen mérés 8 másodpercig tart. A felvett jelet a frekvencia függvényében kijelzi a szoftver. A mérést végző személy meghatározza a Fourier-transzformáció kezdő és végponti frekvenciáit. A számítógép néhány tized másodperc alatt elvégzi a transzformációt, valamint a vízszintes tengelyt futási időről atomi tömegegységre konvertálja. Az eredményként létrejövő tömegspektrum azonnal feltűnik a monitoron.

### Egy végrehajtott mérés és kiértékelése

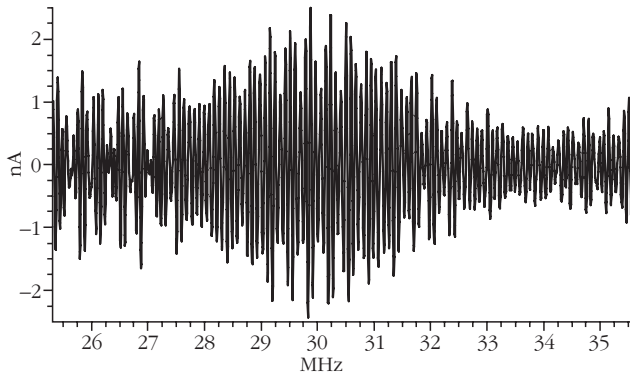
A berendezés működését egy nemesgáz keveréken mutatjuk be, amelynek összetétele a következő: 69% kripton, 30% xenon és 1% argon. A háttérnyomás  $10^{-7}$  mbar, a bevezetett gázkeverék össznyomása  $3 \cdot 10^{-6}$  mbar. A kripton és xenon izotópgyakoriságait az 1. és 2. táblázatban foglaltuk össze. A 3. ábra tartalmazza a mérés során regisztrált ionáramot a frekvencia függvényében. Ez egyáltalán nem hasonlít egy szokásos spektrumra, inkább sok szinuszfüggvény összegére. A 4. és 5. ábrákon a frekvenciatengelyt széthúztuk, hogy jobban láthatóvá tegyük a görbe finomszerkezetét. Ha végrehajtuk a Fourier-transzformációt, feltűnik az általában elvárt szerkezetű tömegspektrum, amely már csúcsokat tartalmaz, ez a 6. ábrán látható. A gázkeverék fő komponensei (Kr, Xe) és néhány

3. ábra. A nemesgáz keverék eredeti regisztrátuma





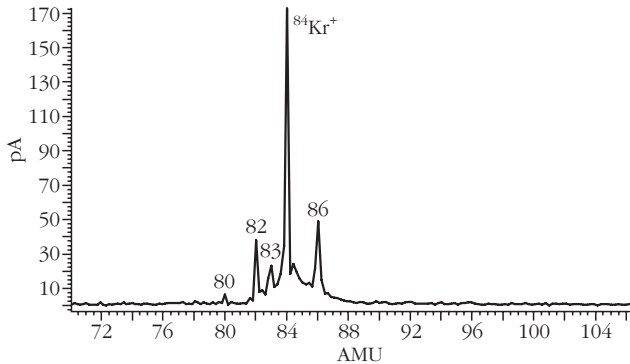
4. ábra. Az eredeti regisztrátum széthúzott tömegtelgyel



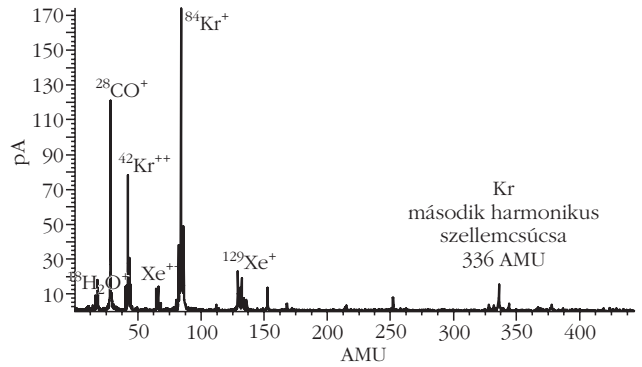
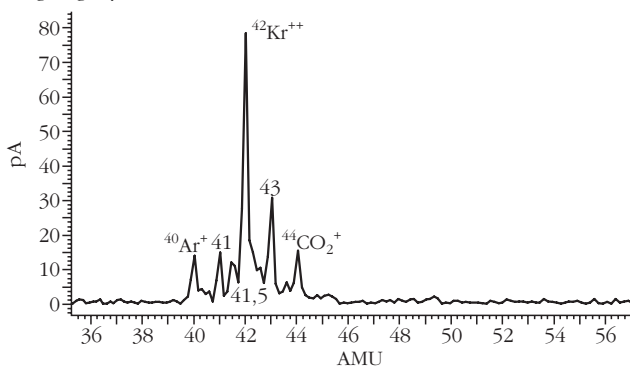
5. ábra. Az eredeti regisztrátum széthúzott tömegtelgyel

szennyezés ( $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) is megjelennek. A kétszeresen ionizált tömegcsúcsok szintén feltűnnek a felezett tömegszámértékeknél. A kripton második harmoni-

7. ábra. Az egyszeresen ionizált kripton környezete széthúzott tömegtelgyel



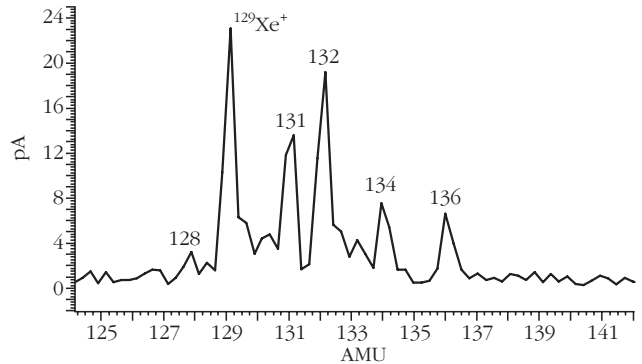
8. ábra. A kétszeresen ionizált kripton környezete széthúzott tömegtelgyel



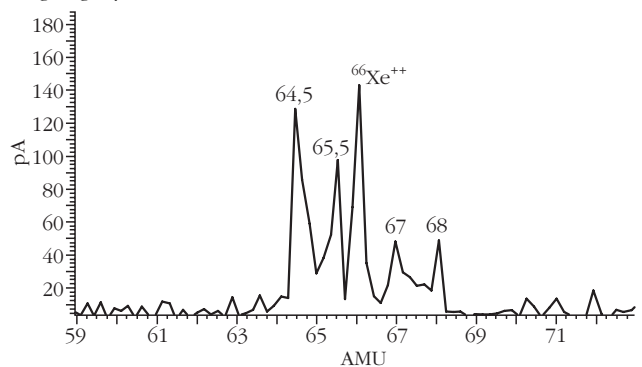
6. ábra. A nemesgázkeverék teljes tömegspektruma

kus szellemcsúcsa 336 AMU értéknél látható. A szellemcsúcs a nemlineáris moduláció következménye. Általában igaz, hogy a második harmonikus szellemcsúcs, a (7) összefüggés következtében, négyszeres tömegszámánál jelentkezik. A 7. ábra az egyszeresen ionizált kripton környezetét mutatja. Ezt összehasonlítva az 1. táblázat adataival megállapíthatjuk, hogy minden lényeges csúcsot detektáltunk, kivéve az igen kis izotópgyakoriságú (0,35%) csúcsot, amely 78 AMU tömegszámánál jelenne meg. A 8. ábra a kétszeresen ionizált kripton környezetét mutatja. A kripton izotópjainak minden csúcsa a fele tömegszámánál látható. Emellett a 40 AMU tömegszámánál az argon csúcsa is megjelenik, mivel az argon 1%-ban összetevője a gázkeveréknek. A 44 tömegszámánál mért szén-dioxid rendszerint megjelenik a maradékgáz-spektrumokban mint szennyező. A 9. ábra az egyszeresen ionizált

9. ábra. Az egyszeresen ionizált xenon környezete széthúzott tömegtelgyel



10. ábra. A kétszeresen ionizált xenon környezete széthúzott tömegtelgyel



xenon környezetét mutatja. A 2. táblázat adataival összehasonlítva elmondhatjuk, hogy a fő izotópkomponensek mind megjelentek a spektrumban, kivéve az első kettőt, amelyek izotópgyakorisága igen csekély. A kétszeresen ionizált xenon környezetét szétváltott tömegskálával megjelenítve a 10. ábrán, az öt legfontosabb tömegcsúcs mind megjelent a feles tömegszámoknál, ahogy ezt már korábban leírtuk. A kétszeresen ionizált csúcsok megjelenítése a spektrumban szándékosan történt. Ezek a tömegcsúcsok a tömegskála linearitásának ideális ellenőrzési pontjai. A kétszeresen ionizált csúcsok könnyen eltüntethetők, ha 70 V ionizáló feszültséget használunk az ionforrásban a jelenleg alkalmazott 200 V helyett.

Az itt bemutatott mérés bizonyítja a matematikai számítások helyességét, és igazolja azt, hogy a módszer a jövőben ígéretes alternatíva lehet a gázkeverékek kémiai analízisében.

## Konklúzió és további tervek

A hagyományos impulzus üzemű TOF-spektrométerek érzékenységét a gerjesztés alacsony kitöltési tényezője korlátozza. Jelen cikkben az új mérési koncepció került bemutatásra e probléma megoldására. Más megoldásokkal összehasonlítva megállapítható, hogy az új módszerben nincsen szükség nagy sebességű adatgyűjtésre, ezért egyszerű Faraday serlegdetektort használhatunk az elektronsokszorozó helyett. Ez megoldja azt a problémát is, amit az elektronsok-

szorozó nemkívánatos tulajdonsága okoz, nevezetesen: a nagyobb tömegű ionokat kevésbé erősíti, mint a könnyebbeket.

A fejlesztés további iránya a maximális modulációs frekvencia növelése a tömegfelbontás javítása céljából. Ennek nehézsége abban rejlik, hogy a modulációs frekvencia növelésekor mintegy 70 MHz felett erősen csökken a heterodin jel nagysága, amely szoftver segítségével csak egy ideig kompenzálható. A másik fejlesztési irány célja az, hogy a spektrum felvételének idejét az elvi minimum közelébe – (44) képlet –, de legalább is egy másodperc alá csökkentsük. A jelenlegi nyolc másodperces mérési időt az adatgyűjtő panel sebessége korlátozza. A berendezés analitikában való alkalmazásának feltétele egy megfelelő kémiai interfész kialakítása, amely lehetővé teszi a folyadékminták vizsgálatát is, azok gázzá alakítása útján.

A fejlesztési projektet az Európai Unió és a Magyar Köztársaság kormánya támogatta a Közép-Magyarországi Operatív Program keretében.

## Irodalom

- Hárs György: *Folyamatos ionkibocsátású repülési idő tömegspektrométer, és eljárás különböző tömeg/töltés viszonyú ionok áramának szelektív meghatározására*. Magyar szabadalom, benyújtva 2002, megadva 2006, Lajstromszám 224 767
- G. Hárs: *Time of Flight Mass Spectrometer with an Ion Source Emitting Continuously*. Patent Cooperation Treaty (PCT) közzététel, 2003. november 20.
- Hárs György: *New Special Methods in Mass Spectrometry*. DSc tézis 2005.
- G. Hárs, G. Dobos: Development of analytically capable time-of-flight mass spectrometer with continuous ion introduction. *Review of Scientific Instruments* 81 (2010) 033101.

# HENRY CAVENDISH, A KÍSÉRLETEZŐ EMBER

Kovács László  
Nyugat-Magyarországi Egyetem, Szombathely

J. G. Crowther 1962-ben megjelentetett egy könyvet [1] Londonban az ipari forradalom tudósairól. Ebben bemutatja *Cavendish* tudós kortársait. *Joseph Black* (1728–1799) bevezette a látens hő, a fajhő fogalmát, felfedezte a szén-dioxidot. *James Watt* (1736–1819) 1769-ben adta be szabadalmát az első gőzgépre. Gőzgépe tökéletesítését bemutató előadására Cavendish is elutazott Manchesterbe. A kémikus *Joseph Priestley* (1733–1804) 1767-ben megjelentette *Az elektromosság története* című könyvét, és osztozott *Lavoisier*-vel az oxigén felfedezésén. Végül Henry Cavendish (1731–1810) legfőbb érdemének a hidrogén 1766-os felfedezését tartja. Mind a négyükről azt állítja, hogy az ipari forradalom adott lehetőséget tehetségük kibontakoztatására. Mindebben van igazság. Nézzük csupán Wattot, ő azért tudta gőzgépét tökéletesíteni, mert Wilkinson feltalált egy új fűrő-

gépet, amellyel nemcsak az ágyúk csövét, hanem a gőzgép hengerét is finomabban tudták megmunkálni.

Cavendish nem szolgálta közvetlenül az ipart, Londonban maradt, és 200 ezer szavas igen értékes kéziratából mindössze 17 tanulmányt tett közzé. Ezeket felsoroljuk a cikk végén, és az elkövetkezőkben így hivatkozunk rájuk: Bibl. 1., 2. stb.

Ha minden elért eredményét publikálta volna, akkor akár úgy is képzelhetnénk, hogy a diákok nem tanulnának ma Ohm-törvényről, *Coulomb* törvényéről, nem *Faraday* nevéhez kötnék a relatív dielektromos állandó fogalmát, sőt, még tovább menve nem *Helmholtz*, *Joule* és *Robert Mayer* lennének az energiamegmaradás törvényének felfedezői. A tudománytörténet tanulsága szerint persze az ilyen *volnák* aligha érvényesülhetnek közvetlenül és mellékhatások nélkül – ami biztos, az annyi, hogy minderről 1879-ben szerezhetett tudomást a világ. A kísérleti fizika első Cavendish-professzora, az 1874-ben megnyílt cambridge-i Cavendish Laborató-

Henry Cavendish (1731. október 10. – 1810. február 24.) halálának 200. évfordulója alkalmából.