Vol. 14. No. 3. 1966

KFKI

KÖZLEMÉNYEK

СООБЩЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

REPORTS OF THE CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS

Szerkeszti: Ádám András
Главный редактор: А. Адам
Editor: A. Ádám

A KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET KIADÓI CSOPORTJA
ИЗДАТЕЛЬСКАЯ ГРУППА ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
PUBLISHING GROUP OF THE CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS
BUDAPEST, 114. POB 49.

Technikai szerkesztő: Nagy Imréné   Példányszám: 320
Megjelent: 1966. jun. 5.   Rotaszám: 2581

A kiadásért felelős: Jánossy Lajos

Megjelenik: kéthavonta
Előfizethető: az MNB 10Q.015-70 bevételi számlán
Előfizetési dij: egyes szám 5,-Ft, egy évre: 30,-Ft /6 szám/

KFKI
KÖZLEMÉNYEK

KÖZPONTI FIZIKAI KÖNYVTÁRA KUTATÓ INTÉZET

T A R T A L O M

Р е з ю м е

1. <u>ОКГ на рубине для получения высоких мощностей</u>

Д. Фаркаш, Ж. Нараи и П. Варга

Разработан ОКГ на рубине, работающий и в нормальном режиме и с изменением добротности. В лазер входят рубины до максимальных размеров ℓ = 200 мм и ϕ = 15 мм. Рубин помещается в общий фокус двух эллиптических цилиндров. В других двух фокусах цилиндров находятся две ксеноновые лампы, с максимальной энергией вспышки по 10 квт/сек и максимальных размеров ℓ = 260 мм и ϕ = 20 мм.

Резонатор состоит из двух легко полупроницаемых зеркал, один из них открывается с ячейкой Керра. Усредненная мощность в нормальном режиме 10^4 вт, и в режиме с изменением добротности 10^7 вт.

2. <u>Измерение энергии излучения лазеров с оптическим калориметром</u>

М.Др. Лили Часар, Л. Чиллаг, И. Кертес и П. Варга

Разработан микрокалориметр для измерения энергии ОКГ на рубине и мощности ОКГ на смеси $He-Ne$. Калориметр состоит из черного тела в вакууме, температура черного тела измеряется термопарой.

3. <u>Измерение энергии импульса ОКГ на рубине посредством измерения давления света с баллистическими крутильными весами</u>

Й. Бакош, Е. Херинг, И, Кертес, А. Киш и П. Варга

Разработаны вакуумные баллистические крутильные весы для измерения давления света, устранены радиометрические эффекты, нарушающие измерения. Точность измерения составляет 6 %.

4. Исследование интенсивности ОКГ на смеси $He-Ne$ на длине волны 0,63 мк в зависимости от давления и состава газа и возбуждающего тока

Л. Чиллаг и Т. Шаламон

Исследованы лазеры разных диаметров при возбуждении с квази-прямым током. Измерена зависимость интенсивности от тока, давления и состава газа. Состав менялся в интервале $P_{He} : P_{Ne} = 2:I - 20:I$. Измерения подтверждают предыдущие выводы, касающиеся оптимального значения тока и давления [4] и в дальнейшем дадут сведения об оптимальном режиме работы ОКГ.

5. Разложения в ряды по полиномам Чебышева бесселевых функций I.

Г. Немет

В статье мы занимаемся определением разложений бесселевых функций. Эти ряды являются очень целесообразными для практики, так как они сходятся быстро. В случае $0 \leq x \leq a$ коэффициенты этих рядов уменьшаются сильнее - приблизительно на 4 фактора по отношению к коэффициентам рядов Тейлора. В случае $x \geq a$ вместо расходящихся асимптотических рядов определяем сходяшиеся ряды. Порядок сходимости наших рядов имеет следующий вид

$$e^{-2\sqrt{2an}} \quad O(n^{-3/4})$$

Для вычисления коэффициентов определяем рекурсионные соотношения.

6. Вакуумные вентили и задвижки с внутренним диаметром I0,20,32 и 40мм

Й. Бакош, Каталин Фюрьеш, Я. Сигети

Разработан тип вакуумной задвижки с внутренним диаметром 20, 32 и 40 мм и тип коленного вентиля с ф I0 и 20 мм. Вакуумные элементы работают до $I0^{-6}$ торр.

7. Расчет и оценка информации, полученной путем дискриминации сигнала по форме

Г. Киш

Неодинаковость формы сцинтилляционных сигналов выражается в виде удобной для оценки разности количества заряда, набранного за различные промежутки времени. Величина и рассеяние сигнала разности зависит от характеристик сцинтиллятора, от выбора и установки разделительного контура. Работа определяет эти зависимости и указывает на несколько простых возможностей их использования.

8. Восстановление нитрозосоединений и получение некоторых производных пикрилгидразина

Я. Геидт, Э. Гэмбеш и Ф. Тюдеш

Были восстановлены нитрозосоединения с помощью $LiAlH_4$. Нитрозосоединения-C восстанавливаются в азобензол, а из нитрозосоединений -N можно получить асимметрические гидразины. Восстановление соединением $LiAlH_4$ дифенилнитрозамина при комнатной температуре обычно ведет к образованию дифениламина. С большим избытком $LiAlH_4$ нам удалось восстановить некоторые ароматические нитрозамины в гидразин без образования вторичных аминов. Из асимметрических гидразинов при помощи пикрилхлорида были получены производные дифенил-пикрилгидразина,окисляемые в свободные радикалы.

Summaries

1. Ruby Laser for Producing High Light Power Outputs

Gy.Farkas, Zs.Náray and P.Varga

A ruby laser is described which can be operated both in normal and Q-switched mode. The ruby rod /max.sizes: 200 x Ø15 mm/ in the laser can be replaced. The ruby crystal is placed into the common focal line of two elliptical cylinder mirrors, while in their other two focal lines xenon flash lamps are mounted/max.sizes: 260xØ20mm/, each giving a maximum light output of 10 kWsec.

The resonator is composed of two interchangeable semitransparent mirrors, one of which can be disconnected by a Kerr-cell in the case of Q-switching for the starting time interval of the excitation of ruby. For the normal laser operation the observed average power is 10^4 W, while in the case of Q-switching the obtained peak power is 10^7 W.

2. Optical Calorimeter for Laser Energy Measurements.

Dr.L.Császár, L.Csillag, I.Kertész and P.Varga

A well adjustable optical calorimeter is described. The calorimeter is a quasi-black-body and its temperature variation is measured by a thermocouple. The device was used for measuring the output energy of a ruby laser and the output power of a He-Ne gas laser.

3. Ballistic Torsion Pendulum for Measuring the Energies of Laser Pulses

J.Bakos, J.Hering, I.Kertész, Á.Kiss and P.Varga

A ballistic torsion pendulum constructed to measure the light pressure of light pulses produced by a ruby laser is described. The disturbing radiometer effects have been eliminated.The laser pulse energy can be measured to an accuracy of about 6 percent.

4. Investigation of the Intensity Variations with the Gas Pressure, the Mixing Ratio and the Excitation Current for He-Ne Red Laser

L.Csillag and T.Salamon

The intensity variations of quasi-d.c. excited laser tubes with the current and the gas pressure have been investigated in the range of mixing ratios $p_{He}/p_{Ne}=2/1 \div 20/1$. The results obtained confirm the previous statements of Gordon and White [4] on optimum gas pressure and excitation current and add further data concerning optimum filling and operation parameters.

5. Chebyshev Expansion of Bessel Functions I $J_\nu(x)$ and $N_\nu(x)$

G.Németh

Useful Chebyshev expansions of the Bessel functions $J_\nu(x)$ and $N_\nu(x)$ are discussed. These expansions are very convenient for practical calculations because of their rapid convergence. For $0 \le x \le a$ the convergence of the Chebyshev series exceeds by about 4^{-n} that of the corresponding Taylor-series. For $x \ge a$ the Chebyshev-series are convergent in contrast with the conventional asymptotical series. The convergence for $x \ge a$ is of the order

$$e^{-2\sqrt{2an}}\, O(n^{-3/4}) .$$

A recursion formula is given for determining the Chebyshev expansion coefficients.

6. Vacuum Valves and Transparent Valves with 10, 20, 32, 40 m i.s. Diameter

J.Bakos, Mrs.K.Fürjes and J.Szigeti

Some vacuum transparent valves with 20, 32, 40 mm i.s. diameter and vacuum valves with 10 and 20 mm i.s. diameter, which are very useful up to pressures of 10^{-6} torr are described.

7. Calculation and Evaluation of Information Obtainable from Pulse Shape Discrimination

G.Kiss

The differences between scintillation pulse shapes are evaluated from the properly weighted difference between the charges collected over different time intervals. The amplitude and spread of the difference-signal depend on the characteristics of the scintillator, the choice and setting of the sorting circuit. In this paper these relations are formulated and some possibilities of their application are shown.

8. Reduction of Nitroso Compounds and Production of Picryl Hydrazine Derivates

J.Heidt, E.Gömbös and F.Tüdős

Nitroso compounds have been reduced with $LiAlH_4$ C nitroso compounds reduce to asobenzene. N -nitroso compounds offer the possibility for the production of asymmetric hydrazines. The reduction of diphenyl with $LiAlH_4$ at room temperature results usually in the formation of diphenyl amine. Some of the aromatic nitrosamines can be reduced with $LiAlH_4$ in large excess to hydrazine without the parallel production of secondary amines. With the addition of picryl chloride to asymmetric hydrazines diphenyl picrylhydrazine derivates can be produced which oxidize to free radicals.

RUBINLASER NAGY FÉNYTELJESITMENYEK ELŐÁLLITÁSÁRA

Irta: Farkas Győző, Náray Zsolt és Varga Péter

Összefoglalás

Kidolgozásra került egy rubinlaser, mely mind normál, mind Q - kapcsolásu üzemmódban üzemeltethető. A laserben a rubinrud cserélhető /maximális mérete $l = 200 \times l = 15$ mm/. A rubinkristály két elliptikus hengertükör közös gyujtóvonalában van elhelyezve, mig a másik gyujtóvonalában egy-egy maximálisan 10 kWsec fényenergia adó xenon töltésü flash-cső /maximális méretük $\emptyset = 260 \times \emptyset = 20$ mm/ helyezhető el.

A rezonátor két cserélhető féligáteresztő tükörből áll, melyek közül az egyik Q kapcsolásu üzemmódban Kerr-cellával a rubin gerjesztésének kezdeti időtartamára leválasztható. A laser normál üzemében az észlelt átlagteljesitmény 10^4 W, mig Q kapcsolásu esetén 10^7 W csucsteljesitmény adódik.

1. Bevezetés

A fizikában már hosszabb ideje ismeretesek elméletileg megjósolt, de a szükséges sugárzási teljesitménysürüség előállitására alkalmas módszer hiánya folytán kisérletileg nem igazolt effektusok. Ilyenek például a Brillouin-szórás [1], [2] a többfotonos abszorpció [3], [4], a kétfotonos fotoeffektus [5], [6] és a nemlineáris optika több jelensége is.

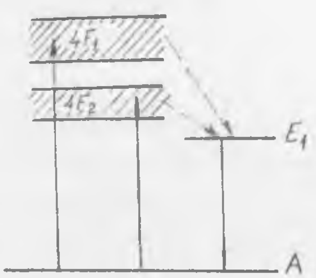
A fentemlitett effektusok a modern fizika értelmezése, uj fizikai felismerések és az alkalmazott kutatás szempontjából egyaránt érdeklődésre számitanak és ezért az elmult években a szilárdtest-laserek fejlődését - melyek alkalmasnak látszottak az emlitett problémák tanulmányozásához szükséges sugárzási teljesitménysürüségek előállitására - komoly figyelem kisérte.

A Fizikai Optikai Laboratóriumban immár 12 éve foglalkozunk a modern fizika egyes alapkérdéseit érintő optikai problémák kisérleti vizsgálatával [7], [8], [9], [10] melyek során ujabban gázlaserek [11] alkalmazására is sor kerül. Mivel szándékunkban áll vizsgálatunkat a közeljövőben a fentemlitett effektusokra, valamint egyes elemi részek alaptulajdonságainak meghatározására végzett kisérletekre kiterjeszteni, szükségessé vált az irodalmi ismeretek felhasználásával - nagy sugárzási teljesitménysürüséget igénylő fizikai kisérletek számára alkalmas - speciális nagyteljesitményü rubinlaser kidolgozása. A rubinlaser kidolgozásánál az alábbi <u>előzetes kisérleti célkitüzések</u> által támasztott igényeket vettük figyelembe:

- dielektrikumokban impulzusszerüen megjelenő fény hatására fellépő tranziensek vizsgálata /Vorläufer [12], [13] /;
- szabad vagy kevéssé kötött elektronok viselkedése nagy elektromágneses térerősségek esetén;
- az abszorpció időbeli kialakulása nagy sugárzási teljesitménysürüségek esetén;
- a Brillouin-szórás pontosabb vizsgálata.

2.§. <u>A lasereffektus rubinban</u>

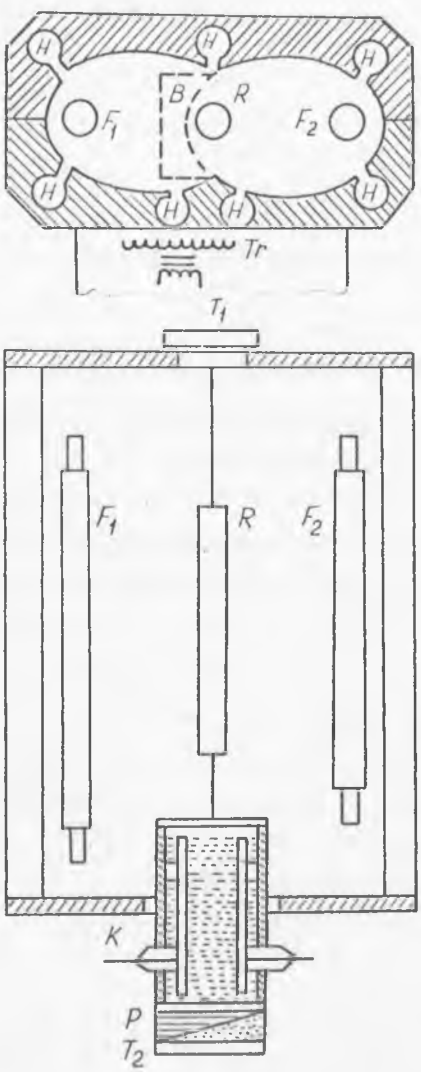
A laser müködésének alapfeltétele, hogy egy adott magasabb energiaállapotban több atom legyen gerjesztve, mint egy adott alacsonyabb állapotban. Ismeretes, hogy rubin / C^{+++} ionokkal szennyezett Al_2O_3 / esetében ez az un. populáció inverzió optikai pumpálás segitségével érhető el. A rubint 4000-6000 Å hullámhosszuságu fénnyel világitva meg, a kristály felületére eső fényenergia a $4F_1$, $4F_2$ sávokban abszorbeálódik /1. ábra/. Ezekből az állapotokból az atom, relaxációs átmenettel az E_1 állapotba jut. Elég nagy intenzitásu fény esetén elérhető, hogy az E_1 gerjesztett állapotban több atom van, mint az alapállapotban, vagyis az E_1 és az A nivóra vonatkoztatva kialakul a populáció inverzió. Ennek eredményeképpen az E_1 - A átmenetben sugározza ki az anyag a 6943 Å hullámhosszuságu lasersugárzást.



1. ábra
A rubin energiasémája

3.§. A laser felépitése

A laser felépitését a 2. ábra mutatja. Mint azt az 1.§-ban már emlitettük, az általunk kidolgozott szilárdtestlaser megvalósitásánál alapvető szempontként szerepelt az, hogy a laser müködését, tulajdonságait meghatározó elemek /rubin, gerjesztő flashek, rezonátor tükör/ könnyen cserélhetők legyenek, egyrészt a fentemlitett kisérletek által támasztott - részben különböző teljesitmény stb. - igények, másrészt a laser gyors javitása érdekében.



2. ábra
A laser optikai része

Az R rubin két elliptikus hengertükör közös gyujtóvonalában van elhelyezve olyan tartókon, melyek a rubin reprodukálható befogását biztositják. A tartókban $\leqslant$ 15 mm átmérőjü, ill.$\leqslant$200 mm hosszuságu rubin rudak helyezhetők el. A laser gerjesztésére a két elliptikus hengertükör nem egybeeső gyujtóvonalában elhelyezett egy-egy Xe töltésü flash-cső /F/ szolgál. A csövek csatlakoztatását és rögzitését biztositó foglalatok állithatók és lehetővé teszik 200 mm hosszu flash-csövek alkalmazását.

Szükség esetén a rubin egyetlen flash-csővel is gerjeszthető, ez esetben a gerjesztés hatásfokának növelésére egy B betét helyezhető be a reflektorba a 2. ábrán látható helyre. A gerjesztő flash-csövek gyujtására a Tr nagyfeszültségü transzformátor szolgál, mely a reflektor alatt nyert elhelyezést. A rubin, valamint a flash-csövek hütésére megfelelően megtisztitott süritett levegő szolgál, mely a H jelü nyilásokon áramlik be. A rezonátort a finom-állitó csavarokkal ellátott foglalatokban elhelyezett dielektrikum tükörpár T_1 és T_2 alkotja.

A rubin, illetve a rezonátortükrök gyors beállitása a rubin tengelyében elhelyezett autokollimációs távcsővel lehetséges.

A rubin és a T_2 tükör között helyezkedik el a K Kerr-cellából és a P polarizátorból álló optikai zár.

A laser müködtetéséhez meglehetősen komplex elektronikus berendezés szükséges. Az elektronika lényegében:

a/ a flash-lámpák feszültségellátását és gyujtását,

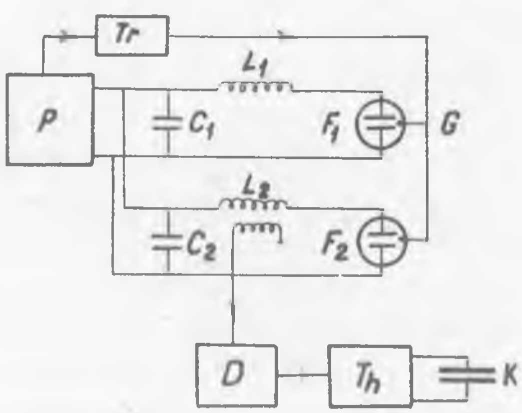
b/ a Kerr-cella feszültségellátását és nyitását,

c/ a laser fényimpulzus megjelenésének jelzését és az a/ és b/ funkciók időzitését végzi.

Ugyancsak az elektronika feladata:

- balesetelháritásra hivatott reteszelés biztositása, illetve a hang-, és fényjelzés kiadása is.

Az elektronikus berendezés blokkvázlata a 3. ábrán látható. A P tápegység előre beállitható /max. 3 kV/ feszültségre tölti a C_1 ill. C_2 kondenzátortelepet /a jelenleg használt telep kapacitása maximálisan 2 x 1100 μF /. A vezérlőberendezésen beállitott kondenzátorfeszültség elérésekor az F jelü flash-csövekre a Tr transzformátorról gyujtóimpulzus / G / jut, ennek hatására a lámpák begyujtanak és a telepek az L_1 ill. L_2 önindukción /800 μH / keresztül kisülnek. Mivel a flash-csöveken átfolyó kezdőáram 1000 A , külön gondot kell forditani, hogy az áram a megfelelő vastagságu vezetéken át folyjon és az áramkör összes ellenállása ne haladja meg a néhány mohm-ot.

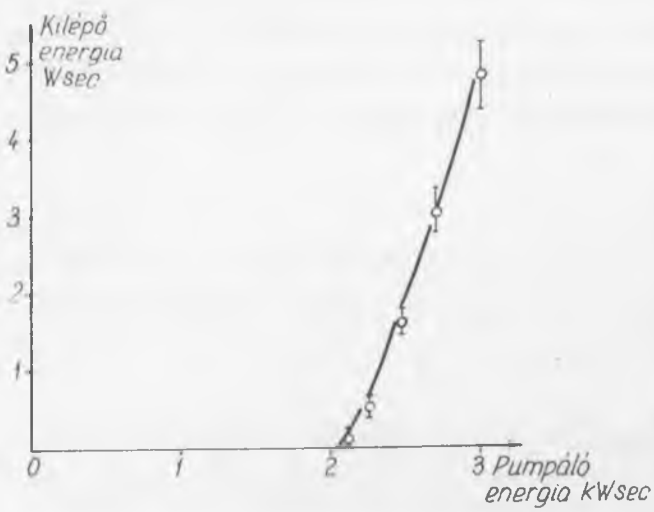


3. ábra
A lasert működtető elektronika

Q -kapcsolásu üzemben gondoskodni kell a Kerr-cellának a pumpáláshoz képest pontosan időzitett nyitásáról. Az időzitő berendezést az egyik flash-lámpa árama inditja el, hogy kiküszöbölhető legyen a flash-cső bizonytalansága okozta jitter. Az L_2 tekercsről induktiven kicsatolt jel egy 0,1 - 3 msec között szabályozható D késleltető fokozatot indit. A késleltető fokozat megfelelő beállitásával elérhető, hogy a lasereffektushoz szükséges visszacsatolás csak az optimális populáció inverzió elérése után jöjjön létre. A megfelelő késés után a Th fokozat 50 nsec alatt kisüti a 10 kV feszültségre kapcsolt K Kerr cellát. Mindkét üzemmódban a laser cca.percenként egyszer müködtethető. Az ismétlési frekvencia ezen értékét lényegében a hütési viszonyok határozzák meg.

4.§. Mérési eredmények normál laser üzemnél

A 2. ábra szerinti elrendezésben egy Ø 10 mm x 150 mm rubinkristályt alkalmaztunk, melynek geometriai és kristálytani tengelye egymással 60°-t zár be. A rubin gerjesztését két egyenként 550 kapacitásu 3 kV feszültségre töltött kondenzátortelepről táplált 200xØ 15mm effektiv világitó térfogatu flash-cső végezte. A rezonátort alkotó T_1, ill. T_2 tükrök reflexiós tényezője r_{T_1} = 95%, ill. r_{T_2} = 7% volt. Ebben a mérésben csak egy tükröt használtunk; r_{T_2} a rubin véglapjára vonatkozó érték. A nyaláb divergenciájára, energiájára, illetve időbeli lefutására az alábbi eredmények adódtak:



4. ábra
A kilépő energia a pumpáló energia függvényében

a/ A nyaláb divergenciája

A megfelelően gyengitett nyalábot fotolemezre ejtve, meghatározható az intenzitás eloszlása a nyalábon belül. A nyaláb átmérője a laser által emittált fényimpulzus teljesitményével növekszik. A nyaláb divergenciája teljesitménytől függően Θ_n = 0,5 - 1 x 10^{-2}radián.

b/ A laserimpulzus energiája

A fényimpulzus energiáját kaloriméterrel [14] hatá-

[14]

roztuk meg. A fényimpulzus energiája a gerjesztő flash-csövekbe betáplált energia függvényében a 4. ábrán látható. A fent megadott gerjesztéssel egy fényimpulzus energiája 5 Wsec volt. A 4. ábra szerinti görbén jól látható, hogy a gerjesztő flash csövekbe betáplált energiának van egy kritikus energiaszintje, amely alatt nem jön létre lasereffektus. A kritikus energia fölött lineáris a betáplált és a kimenő energia közötti összefüggés. A görbe linearitása mutatja, hogy megfelelő pumpálás és hütés esetén az adott rubin teljesitménye is még számottevően fokozható.

c/ Időbeli viszonyok

A normál üzemü laser jelét az 5. ábra mutatja. Az ábrán jól látható, hogy a laserimpulzus 0,6 msec-ig tart, de ezen az időn belül az intenzitás erősen fluktuál /spiking/. Az átlagteljesitmény 10^4 W. Egy $f = 1\,cm$ fókusztávolságu lencsének gyujtósikjában $d = f\,\Theta_n$ átmérőjü felületen a teljesitmény felületi sürüsége 10^8 W/cm².

5. ábra
A laser jele normál üzemben.
Időbázis 0,1 msec/cm

5.§. Mérési eredmények Q kapcsolásu üzemnél

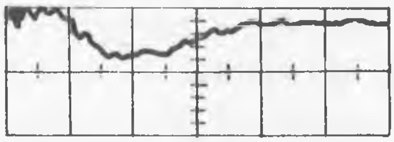
A kristály, a gerjesztés és rezonátor adatai megegyeznek a 4.§-ban szereplő adatokkal. A lasernyaláb jellemzőire a következő mérési eredményeket kaptuk:

a/ A nyaláb divergenciája

A 4.§-ban emlitett eljárással megegyező módon mérve, a divergencia Q -kapcsolásu üzemmódban $\Theta_Q < 0,5 \times 10^{-2}$ radián. Vagyis - irodalmi adatokkal [15] megegyezésben $\Theta_Q < \Theta_n$.

b/ A laserimpulzus energiája

Q -kapcsolásu üzem esetén olyan gerjesztést alkalmaztunk,hogy az energia egy fényimpulzusban 0,5 Wsec legyen. Erősebb gerjesztés esetén ui. a laser a Kerr-cella nyitása nélkül is elindult, mert itt már a rubin véglapjain létrejövő cca. 7%-os reflexió is elegendő visszacsatolást ad. A rubin véglapjaira felvitt reflexiómentesitő réteggel az egy impulzus energiája még jelentősen fokozható.



6. ábra
A laser jele giant-pulse üzemben.
Időbázis 50 nsec/cm

c/ Időbeli viszonyok

A Q -kapcsolásu üzemben a laser által kibocsátott fényimpulzus félszélessége 50 nsec /6. ábra/. A fényimpulzus alatt a csucsteljesitmény 10 MW. A fényimpulzust egy $f = 1$ cm lencsével formálva

$$\sigma = 4.10^{11}\ W/cm^2$$

sugárzási teljesitménysürüség állitható elő egy $d = f\,\theta_Q = 5.10^{-3}$ cm átmérőjü felületen. Ez annyit jelent, hogy a kérdéses felületen maximálisan

$$E = \left[120\pi\sigma\right]^{1/2} = 10^{7}\ Volt/cm$$

elektromos térerősség lép fel.

Köszönetünket fejezzük ki a laser mechanikai tervezéséért Hering Jenőnek, a mechanikai kivitelezésért mühelyünk dolgozóinak, az elektronikus tervezésért és kivitelezésért Koch Józsefnek,Thaler Györgynek, valamint Ádám Ferencnek és csoportjának, a tükrök készitéséért Bakos Józsefnek, a laser beállitásáért és a mérésekben nyujtott közremüködésért Czigány Imrének, Imre Lajosnak, Kertész Ivánnak és Titschka Kálmánnak. Külön köszönet illeti Jákli Györgyöt a Kerr- cella nagytisztaságu nitrobenzol töltetének előállitásáért.

I r o d a l o m

[1] Brillouin, L.: Ann. de Physique, 17, 88 /1922/
[2] Brillouin, L.: La diffraction de la lumiere par des ultrasons /Paris, Herrmann, 1933/
[3] Goeppert-Mayer, M.: Ann. d. Physik, 9, 273 /1931/
[4] Wheeler, J.:JOSA 37, 813 /1947/
[5] Smith, R.L.: Phys. Rev. 128, 2225 /1962/
[6] Bunkin, F.V., Fjodorov, M.V.: Zs.E.T.F. 48, 1341 /1956/

[7] Ádám F., Jánossy L., Varga P.: Acta Phys. Hung. 4, 4 /1955/
[8] Jánossy L., Náray Zs.: Acta Phys. Hung. 7, 403 /1957/
[9] Jánossy L., Náray Zs.: Nuovo Cim. Suppl., 9, 588 /1959/
[10] Farkas Gy., Jánossy L., Náray Zs., Varga P.: Acta Phys. Hung., 28, 199 /1965/
[11] Jánossy M., Csillag L., Kántor K.: Phys. Lett. 18, 124 /1965/
Bakos J., Csillag L., Kántor K., Varga P.: KFKI Közl. 13, 195 /1965/
Csillag L., Salamon T.: KFKI Közl. 13, 199 /1965/
[12] Brillouin,L.: Ann. d. Phys. 44, 203 /1914/
[13] Sommerfeld, A.: Ann. d. Phys. 44, 177 /1914/
[14] M.Császár L., Csillag L., Kertész I. és Varga P.: KFKI Közl. 14, 137 /1966/

Érkezett: 1965. nov.11.
KFKI Közl. 14.évf. 3.szám, 1966.

LASER ENERGIA MÉRÉSE OPTIKAI KALORIMÉTERREL

Irta: M.Dr.Császár Lili, Csillag László, Kertész Iván és Varga Péter

Összefoglalás

Jól kezelhető optikai mikro-kalorimétert készitettünk. A kaloriméter vákuumban elhelyezett fekete test, amelynek felmelegedését termoelem méri. Felhasználtuk rubin-laser energiájának és He-Ne gázlaser teljesitményének mérésére.

Bevezetés

Az impulzus laserek egyik leglényegesebb jellemzője igen nagy /10 kW-10 GW/ pillanatnyi teljesitményük. Érthető tehát, hogy energiájuk meghatározása fontos, de nem tul egyszerü feladat. A hagyományos mérőeszközök érzékeny felületi rétegénél jóval nagyobb tömegü abszorbenst kell alkalmaznunk, és olyan rendszert kell konstruálnunk, mely képes az igen rövid időtartamu /10 nsec-1 msec/ laser impulzus energiáját a méréshez szükséges ideig tárolni.

A kisebb teljesitményü, folytonosan müködő gázlaserek teljesitményének mérése valamivel egyszerübb feladat.

Nézzük át röviden az alapvető mérési módszereket.

Multiplier

T.H.Maiman és munkatársai [1] kis teljesitményü impulzus laserük energiáját még a fényt közvetlenül a fotokatódra ejtve mérték a fotomultiplier áramának integrálásával. Nagyobb energiáknál általában az szokásos, hogy a diffuzan, nagy térszögbe szórt sugárzás ismert hányadát detektálják kalibrált multiplierrel.

Nem lineáris effektus

Ha nagy intenzitásu sugárzás olyan kristályon halad át, amelynek nincs inverziós centruma /pl. kvarckristály/, a keletkező statikus polarizációból meghatározhatjuk a laser impulzus energiáját [2] .

Mágneses tulajdonság

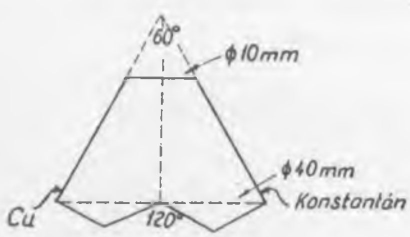
Egyes anyagok /pl. gadolinium/ szuszceptibilitása hőmérsékletfüggő. Ha tehát egy mágneses térben lévő torziós ingára gadolinium lemezkét szerelünk, mely a fényimpulzus hatására felmelegszik, az ingára ható erő változásából kiszámithatjuk a beeső energiát [3] .

Fénynyomás

A laser szokatlanul nagy energiája lehetővé teszi, hogy energiamérést végezzünk a fénynyomás alapján [4] . A laboratóriumunkban is elvégzett mérésnél [5, 6] egy torziós inga végén lévő tükörre esik a laser-sugár és a fénymutató segitségével leolvasott elfordulásból a fénynyomás, ebből pedig az energia meghatározható.

Optikai kaloriméter

A kaloriméter legelterjedtebben használt, rendkivül egyszerü és jól kezelhető energiamérő eszköz, lényegében kis hőkapacitásu üreg, melyből a sugárzás csak többszöri reflexió után léphet ki, miután energiáját csaknem egészében leadta. A felmelegedést általában ellenállásváltozás segitségével határozzák meg [7] .



1. ábra
Optikai kaloriméter sematikus képe a réz-konstantán termoelem végződéseivel

Az általunk készitett kaloriméterben az érzékelő üreg egymásba tolt kupokból áll /lásd 1. ábra/. A külső csonkakup nyilásán bejutó sugár a belső kisebb kupra esik,és többszöri visszaverődés során felmelegiti a vékony vörösréz fóliából készült detektort. A külső kup aljára réz-konstantán termoelem van hegesztve.Az elnyelő fekete testet vékony üvegkarok tartják egy üvegedényben, melyben a vezetési hőveszteségek csökkentésére 10^{-6} Hgmm-es vákuum van. Több, különböző méretü, ill. érzékenységü kaloriméteret készitettünk. A belépő nyilás átmérője a szükséglet szerint 5-10 mm, a falvastagság az érzékenységtől függően 0,05 - 0,1 mm volt /lásd 1. táblázat/.

1. táblázat

Kaloriméter	Érzékenység(K) (joule/μV)	τ /sec/	Bemenő nyilás /mm/	Fóliavastagság /mm/
A /II/	$4{,}1 \cdot 10^{-3}$	208	5	0,05
B /IV/	$4{,}1 \cdot 10^{-2}$	360	10	0,1
C /V/	$4{,}06 \cdot 10^{-2}$	-	5	0,1

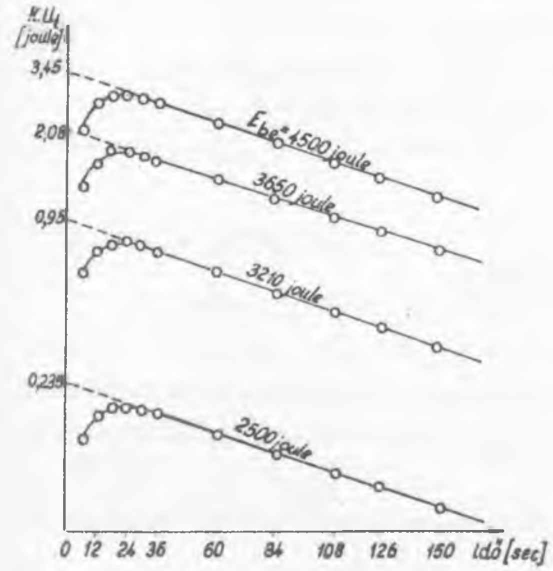
Laser impulzus energiájának mérése

Kis hőmérsékletkülönbségekre a detektor által elnyelt energia és a termoelem U_t feszültsége közt az

$$E = \frac{mc}{\eta} U_t = K \cdot U_t \qquad /1/$$

lineáris összefüggés áll fenn, ahol mc a hőkapacitás, η pedig a termoelemre jellemző konstans. U_t mérését galvanométerrel végezhetjük. A detektor-ablak és esetleges lencsék veszteségeit külön, empirikusan meghatározhatjuk. Ha a τ hülési idő sokkal nagyobb azon τ_0 időnél, mely alatt a detektoron a hőmérsékleti egyensuly beáll /esetünkben τ perc, τ_0 másodperc nagyságrendü/, az E energia időbeli változása $t > 3\tau_0$ esetén

$$E(t) = E(o)\, e^{-\frac{t}{\tau}} . \qquad /2/$$



2. ábra
A detektor U_t feszültségének időbeli változása $K \cdot U_t$ -logaritmikus léptékben. $t = 0$ a laserimpulzus "becsapódásá"-nak pillanata

Felvéve tehát $U_t(t)$ /2/ szerinti időbeli változását a $t = 0$ pillanatra extrapolálva /lásd 2. ábra/, a detektor K érzékenységének ismeretében az energia számolható. A különböző energiákon kapott és logaritmikus léptékben ábrázolt lecsengési görbék párhuzamossága igazolja a /2/ egyenlet érvényességét.

A mérés hibája 6-8% -ra becsülhető és két részre választható. Egyik része a hőkapacitás-meghatározás pontatlanságából, ill. a termoelemnél fellépő hőmérsékleti bizonytalanságokból származik. A másik rész oka a nemlineáris effektusokból és τ_0 időn belüli extra hőveszteségből feltételezett veszteségek. /Pl. a beeső laser sugár több száz fokkal felmelegiti a közvetlenül ért felületet, melynek a hőmérsékleti egyensuly beállta előtti sugárzási veszteségeit nem vettük figyelembe./

Gázlaser teljesitményének mérése

A kupos detektorral folyamatos /általában gáz/ laser W teljesitménye is mérhető. Ekkor

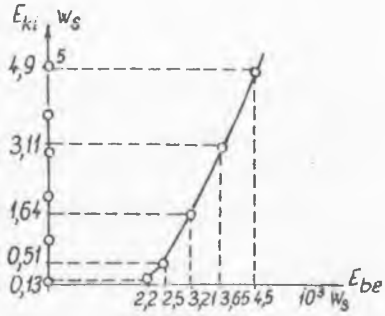
$$\frac{dE}{dt} = W - \frac{1}{\tau} E \qquad /3/$$

egyenletből $t = \infty$ -nél, azaz az egyensuly beállásánál

$$W = \frac{E(\infty)}{\tau} . \qquad /4/$$

Mérési eredmények, konkluzió

Az optikai kaloriméter jól használható müszernek bizonyult. A másik abszolut mérőmüszerrel a fénynyomásmérővel /a hibán belül/ egyező eredményeket kaptunk [6] , bár az elméleti várakozásoknak megfelelően az inga a radiométereffektusok miatt többet [6] , a kaloriméter a veszteségek miatt kevesebbet mért. Mivel a laser energiája nem azonos az egymás utáni "lövéseknél", csak szimultán méréssel lehetne elfogadhatóan igazolni az eltérés jelenlétét.



3. ábra

A mért laser energia a betáplált /pumpáló/ energia függvényében

A harmadik ábra tanusága szerint, mely a betáplált /pumpáló/ energia függvényében ábrázolja a kaloriméterrel mért, kijövő energiát, az irodalomból jól ismert lineáris összefüggést kaptunk /a küszöbenergia felett/, azaz a kaloriméter érzékenysége a vizsgált tartományban állandónak tekinthető. A $K = 4,1 \cdot 10^{-3}$ joule/μV érzékenységü kaloriméterrel egy He - Ne /λ = 6328 Å/ laser teljesitményére $W = 3,6 \cdot 10^{-4}$ wattot kaptunk.

Köszönetet mondunk Majorosi Antalnak, Rózsa Károlynak és Szántó Sándornak a kaloriméter elkészitésében, Czigány Imrének, ill. Imre Lajosnak a méréseknél nyujtott segitségükért.

I r o d a l o m

[1] Maiman, T.H. et al.: Phys. Rev. 123, 1151 /1961/

[2] Kama, A.K., Subramanian, M.: Proc. Symp. Opt. Masers, London, 1964., p. 601.

[3] Ohman, Y., Rydgren, B.: Vacuum Microbalance Techn. p. 193 /1962/

[4] Stimler, M. et al.: Rev. Sci. Instr. 35, 311 /1964/

[5] Kiss Árpád: Rubin laser energiájának mérése fénynyomás segitségével. Diplomamunka /1965/

[6] Bakos J., Kertész I., Kiss Á., Varga P.: KFKI Közl./megjelenés alatt/

[7] Koozekani, S. et al.: Proc. IRE, 50, 207 /1962/

Érkezett: 1965. nov. 11.

KFKI Közl. 14.évf. 3.szám, 1966.

RUBIN LASER-IMPULZUS ENERGIÁJÁNAK MÉRÉSE FÉNYNYOMÁS SEGITSÉGÉVEL, BALLASZTIKUS TORZIÓS INGÁVAL

Irta: Bakos József, Hering Jenő, Kertész Iván, Kiss Árpád és Varga Péter

Összefoglalás

Készitettünk egy fénynyomást mérő ballisztikus torziós ingát, kiküszöböltük a mérést zavaró radiométer effektusokat. Az inga a laser-impulzus energiáját kb. 6% pontossággal méri.

1. Bevezetés

A laserek egyik legfontosabb jellemzője a kisugárzott energia. A nagyteljesitményü impulzus laserek rövid idő / < 1 msec/ alatt viszonylag nagy energiát /0,1 - 10 Wsec/ sugároznak ki, igy teljesitményük nagy, a laser-tipustól függően 10 kW - 10 GW. Ilyen teljesitmény mellett a klasszikus mérőeszközök /termooszlop, bolométer/ érzékeny felületei pillanatok alatt elpárolognak. A méréshez sokkal nagyobb tömegü mérőeszközök kellenek, amelyek a nagy hőmérsékleti sokkot kibirják. Másrészt, ha az energiamérés időtartama nagyobb, mint a besugárzás időtartama, a mérőrendszernek az energiát viszonylag hosszu ideig kell tárolnia.

2. Energiamérés fénynyomás alapján

Bár az elektromágneses tér által szállitott impulzus

$$p = \frac{E}{c} \qquad /1/$$

/ E az energia/ makroszkópikusan igen kicsi, de laserek esetén az energia már elegendő, hogy egyetlen fényimpulzus egy elég érzékeny torziós ingát kitéritsen. Helyezzünk a torziós inga egyik karjára egy tükröt. Essék a tükörre a merőleges fénynyaláb sulypontja az inga közepétől l karhossznyira. A fellépő forgató nyomaték hatására az inga kitér. Ha a csillapodás kicsi, a lengésidő pedig nagy a fényimpulzus időtartamához képest, a ballisztikus torziós inga maximális kitérése [6]

$$\varphi_{max} = (1+R)\frac{1}{\sqrt{D\Theta}} \cdot \frac{E}{c} \qquad /2/$$

ahol R a tükör reflexióképessége, D a szál torziós, Θ a lengő rendszer tehetetlenségi nyomatéka.

Az elvileg igen egyszerü berendezés kivitelezésénél tekintettel kell lenni arra, hogy adott energiatranszport esetén a fény által szállitott impulzus a legkisebb / $p = \frac{E}{c}$ /, részecske jellegü energiatranszportnál az impulzus $p = \frac{2E}{v}$, ahol v a részecskék sebessége. Termikus mozgásnál $v \sim 10^{-5}c$, azaz, ha a tükörre eső energiának csupán százezred része fordítódik valamilyen egyirányu energiatranszportra /pl. külső hővezetés, vagy párolgás révén/, akkor ez az energiaáram már a fénynyomással összemérhető hatást ad. Ilyen zavaró körülményként a radiométereffektus léphet fel: a tükör felületére beeső energia egy része abszzorbeálódik, a rövid ideju besugárzás miatt a tükör két felülete és a körülvevő gázréteg nem egyenlő mértékben melegszik fel, ami molekuláris áramláshoz vezet. E radiometrikus effektus okozta nyomás [2, 6]

$$p' = \frac{p}{2}\left(\sqrt{\frac{T_2}{T_0}} - \sqrt{\frac{T_1}{T_0}}\right) \qquad /3/$$

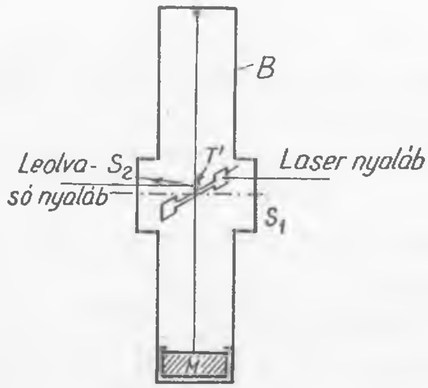
ahol p a gáz nyomása, T_1 és T_2 a tükör két felületének hőmérséklete, T_0 a környezet hőmérséklete. Ebből meghatározható, mekkora nyomás engedhető meg a rendszerben.

Ha a tükör anyaga a felmelegedés hatására párolog, akkor ez ugyancsak egyirányu energiatranszportot hoz létre. Ezért a tükör anyagát ugy kell megválasztani, hogy az anyag párolgási hőmérséklete magas, fajhője, olvadás-és párolgási hője is nagy legyen. / Még rövid, nagyenergiáju fényimpulzusoknál is alkalmazhatók a termodinamikai megfontolások [3] ./

A technikailag számbajöhető anyagok közül a molibdén látszott legalkalmasabbnak. /Ennél jobb a többrétegü, kis abszorpcióju cériumoxid-kriolit dielektrikum tükör./

3. A torziós inga kivitelezése és adatai

A torziós inga megvalósitott formája az 1. ábrán látható. Az ingát a B üvegballonba helyeztük. A fény az S_1 csiszolt siküvegen keresztül esik be a T ingatest egyik lemezére, amely egyuttal tükör is. A kitérés a T' tükör segitségével az S_2 ablakon keresztül fénymutatóval olvasható le.



1. ábra

A torziós inga sematikus képe
B üvegballon
S_1 és S_2 siküvegcsiszolatok a belépő lasernyaláb számára
T' leolvasó tükör
M feszitő suly

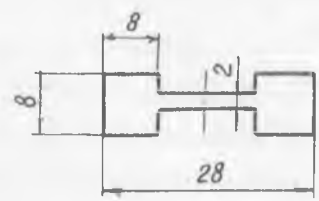
A torziós szál 13 μ vastagságu, 40 cm hosszu wolfram huzal, amelyet előzőleg vákuumban kimelegitéssel feszültségmentesitettünk.

Az inga feszitettszálas kivitelü, bár a feszités növeli a direkciós nyomatékot. A nem feszitett szálnál a nyomás hatására az inga mint fizikai inga is kitérne, ez viszont precesszióhoz vezetne. A feszitett szálnak továbbá mindig függőlegesen kell állnia, mert ellenkező esetben, ha a két kar nyomatéka bármilyen kicsit is különbözik, az inga a gravitációs tér hatására elfordul. A szál aljára ezért egy nagy tehetetlenségi nyomatéku M sulyt akasztottunk, ez a szálat függőleges helyzetben tartja, de nagy tehetetlenségi nyomatéka miatt gyakorlatilag nem fordul el. /A T ingatest tehetetlenségi nyomatéka 0,163 gcm², az M sulyé 20,1 gcm² volt./

A T ingatest méretei a 2. ábrán láthatók. Anyaga 0,1 mm vastagságu molibdén lemez. Méreteit a lasernyaláb átmérője szabja meg. A nagy felmelegedés elkerülésére a nyalábot mintegy 5 mm átmérőjü folt-

2. ábra

A torziós inga lengőrendszere.
Méretek mm-ben.



ra fókuszáltuk. Az inga-karhossz növelésével ugyan /2/ alapján az érzékenység nő, de a tehetetlenségi nyomaték is, az adott méretek kb. az optimumnak felelnek meg.

A ballont leszivás után helyeztük a mérőhelyre. A vákuum további fenntartásáról titángetter-szivattyu gondoskodott. A rendszerben a nyomás 10^{-6} tor volt, mivel /3/ alapján 10^{-5} torr nyomásnál még 1%-os radiometrikus effektussal kell számolni a mérendő energiatartományban.

Ki kellett küszöbölni az ingát zavaró elektrosztatikus és mágneses hatásokat. Az üvegballont aluminium réteggel vontuk be, amelyet az ingával konduktive összekötöttünk. A lengő rendszer nem tartalmazott ferromágneses anyagot.

Az ingának a /2/-ben szereplő adatait méréssel állapitottuk meg. Ezek a következők:

Reflexióképesség: $R = 0,5 \pm 0,05$
Karhossz: $l = /1 \pm 0,05/$ cm
Torziós nyomaték: $D = /4,9 \pm 0,1/ \cdot 10^{-2}$ gcm²
Tehetetlenségi nyomaték: $\Theta = /0,163 \pm 0,006/$ gcm²

A fenti adatok alapján /2/ figyelembevételével a mérési pontatlanság legfőbb oka a karhossz hibája. Ez csakis a tükrön megjelenő intenzitáseloszlás pontos fotometrálásával és az eloszlás sulypontjának meghatározásával lenne lehetséges.

A számitott, ill. mért adatok alapján

az inga érzékenysége: 179 joule/rad ± 6%
az inga lengésideje: /11,45 ± 0,05/sec.

Hasonló érzékenységü, de nagyobb lengésidejü ingát konstruáltak M.Stimler et al. [4] .

4. Mérési eredmények. Diszkusszió.

A jól megkonstruált torziós inga abszolut energia-mérőműszer. Mégis szükségesnek tartottuk az eredményeket egy másik abszolut műszer, a kaloriméter [5] adataival összevetni. Ez az inga a radiométereffektusok miatt mindig többet mérhet, mivel a tükör reflektáló felülete a beeső oldalon van, igy a radiométer erők nyomása a fénynyomáshoz hozzáadódik [6] , a kaloriméter pedig a veszteségek miatt mindig kevesebbet mérhet. Ha a két mérés eredménye a hibán belül megegyezik, akkor az adott pontosság mellett bármelyik a kettő közül használható.

Az I. táblázat 3-3 fénynyomásos, illetve kalorimetrikus mérés eredményét mutatja, impulzus üzemü rubin laser esetén, különböző pumpáló energiák mellett.

I. táblázat

Pumpáló energia /Wsec/	2500	3000	3800	4500
Laserenergia fénynyomással /Wsec/	0,42 0,44 0,47	1,39 1,31 1,39	2,80 2,99 2,87	4,50 4,59 4,61
Átlag	0,44	1,36	2,88	4,57
Laserenergia kaloriméterrel /Wsec/	0,45 0,42 0,39	1,31 1,37 1,29	2,68 2,61 2,81	4,54 4,36 4,05
Átlag	0,42	1,32	2,70	4,32

A közölt átlagok tájékoztató jellegüek, mivel a laser energiája sem azonos minden impulzusban. A kétféle méréssorozat a hibán belül azonos eredményt ad, bár a fénynyomásmérő mindig magasabb átlagot mutat. Az eltérés szignifikáns voltának kimutatása több mérést igényelne, de a mérésekhez megkövetelt pontosság ennek gyakorlati szükségét nem vetette fel.

Köszönetet mondunk Michelfeit Károlynak a rendkivül kényes mechanikai, Sárközi Eleknek az ugyancsak kényes üvegtechnikai munka elvégzéséért; Farkas Győzőnek, Imre Lajosnak és Czigány Imrének a mérésekben nyujtott segitségükért.

Irodalom

[1] Hb.d.Exp.Phys. Bd. 1. /73/ Leipzig, 1926

[2] Knudsen, M.: Ann.d.Phys. 6, 129, /1930/

[3] Ready, J.F.: J.Appl.Phys. 36, 462, /1961/

[4] Stimler, M., Slawski, Z.I., Grantham, R.E.:R.Sci.Instr.,35,311,/1964/

[5] M.Császár L., Csillag L., Kertész I., Varga P.: KFKI Közl. 14, 137 /1966/

[6] Kiss Á.: Rubinlaser impulzus energiájának mérése fénynyomás segitségével. Diplomamunka, 1965.

Érkezett: 1965. nov. 11.

KFKI Közl. 14.évf. 3.szám, 1966.

He-Ne VÖRÖS GÁZLASER INTENZITÁSÁNAK VIZSGÁLATA A NYOMÁS, KEVERÉKARÁNY ÉS GERJESZTŐ ÁRAM FÜGGVÉNYÉBEN

Irta: Csillag László és Salamon Tamás

Összefoglalás

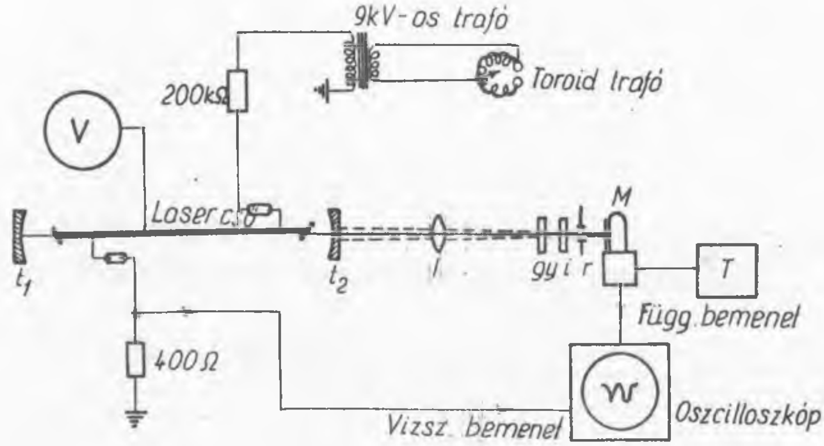
Vizsgáltuk különböző átmérőjü, váltóárammal gerjesztett lasercsövek intenzitásának függését a gerjesztőáram pillanatnyi értékétől és a nyomástól a $P_{He}/P_{Ne}=2/1-20/1$ keverékarány-tartományban. A mérési eredmények alátámasztják az optimális gáznyomásra és gerjesztő áramra vonatkozó korábbi következtetéseket [4], továbbá adatokat szolgáltatnak a célszerü töltési, illetve üzemeltetési paraméterekre.

Bevezetés

Első közleményünkben [1] a nagyfrekvenciás gerjesztésü He-Ne gázlaser infra-átmeneteinek kisérleti vizsgálatáról számoltunk be. Ebben a cikkünkben - az előzőnek folytatásaként - a 6328 Å hullámhosszu, látható átmenetre közlünk hasonló jellegü adatokat. A nagyfrekvenciás gerjesztés helyett azonban méréstechnikai okokból az egyenáramu gerjesztéshez közelálló 50 Hz-es váltóáramu gerjesztést alkalmaztunk. Munkánk célja az volt, hogy egyrészt meghatározzuk adott konstrukcióju lasercsövünk optimális üzemeltetési paramétereit, másrészt a megadott kisérleti viszonyok között elvégzett méréseink adatait összehasonlitsuk a külföldi eredményekkel, annál is inkább, mert az irodalomban eddig megtalálható eredmények között némi eltérés mutatkozik [2, 3, 4].

Mérési elrendezés

Az 1. ábrán látható az elvi elrendezés. Kétfajta csövet vizsgáltunk. Az I. cső hossza 68 cm, belső keresztmetszete 3,5 mm. A II.cső hossza 28 cm, belső keresztmetszete 1,9 mm. Mindkét cső rasotherm üvegből készült, polirozott vaselektródokkal, végeik Brewster szögben sikuvegablakokkal lezárva. A cső vákuum- és töltőberendezéshez /V/ kapcso-



1. ábra
Mérési elrendezés
t_1, t_2 dielektrikum tükrök, l lencse, gy 10%-os gyengitő lemez, i interferencia szürő 6300 Å-ra, r rés, M multiplier, T tápegység, V vákuum és töltőrendszer.

lódott, amellyel tetszésszerinti nyomást és keverékarányt lehetett beállitani [5] . A nyomást He-Ne gázkeverékre hitelesitett Pirani tipusu nyomásmérővel mértük.

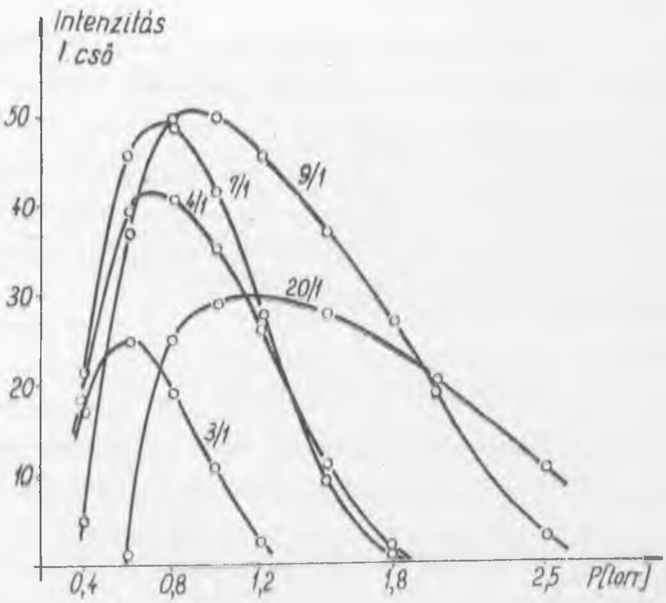
A t_1 , t_2 tükörpárokat az I. csőnél 100 cm-es görbületi sugaru, 98,1% és 98,1% reflexióképességü, a II. csőnél 75 cm-es görbületi sugaru, 98,8% és 98,6% reflexióképességü dielektrikum gömbtükrök képezték. Mindkét esetben a tükörpárok közel konfokális rezonátort alkottak. A csőből kilépő laserfény optikai leképező és gyengitő rendszeren át jutott a multiplierre /M/.

A lasercsőben a kisülést hálózatról táplált nagyfeszültségü trafó biztositotta. Az alacsony frekvenciáju váltóárammal való gerjesztés a neon 3s nivójának populációja szempontjából egyenértékünek tekinthető az egyenáramu gerjesztéssel, hiszen a hélium és neon atomok közötti másodfaju ütközések időállandója 10^{-6} sec-nál kisebb, tehát a váltóáram periódusidejéhez képest elhanyagolhatóan kicsi. Ugyanakkor viszont a váltóáram alkalmazása a mérés szempontjából két nagy előnnyel járt. Az első, hogy oszcilloszkópon közvetlenül megkaphattuk a laserintenzitás függését a gerjesztő áram pillanatnyi értékének függvényében, oly módon, hogy az oszcilloszkóp vizszintes bemenetére a csövön átfolyó árammal arányos feszültséget, a függőleges bemenetére pedig a laserintenzitással arányos multiplier jelét kapcsoltuk. Ilymódon rövid idő alatt igen sok információhoz juthattunk.

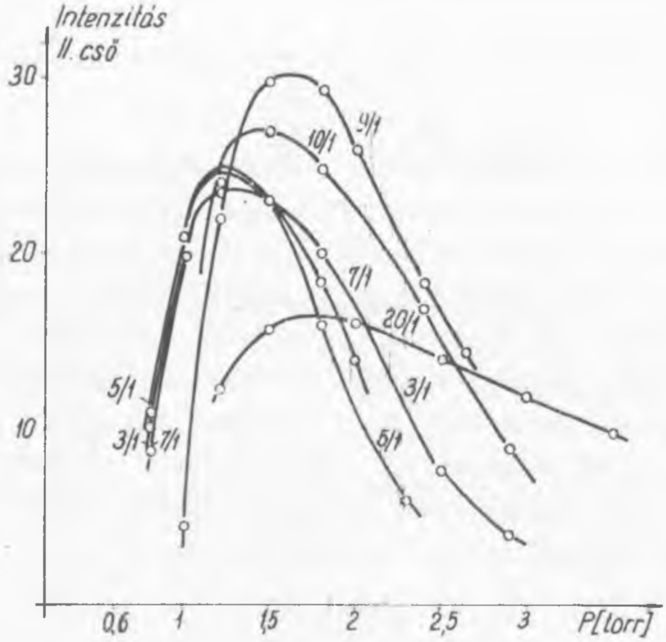
A váltóáramu módszer másik előnye abban állt, hogy a lasercső hőtehetetlensége és az áram gyors változása miatt a cső hőmérséklete közel állandó volt, és igy nem zavartak a cső hőmérsékletváltozása következtében fellépő lassu intenzitásváltozások. /A [3] alatt idézett szovjet kutatóknak minden uj áramérték beállitása után több percig kellett várniok az egyensulyi állapot bekövetkezésére./Kétségtelen, hogy a csőhőmérséklet lényeges paraméter [7], amelynek változása a többi paraméter kapcsolataira is hatással van, méréseinknél azonban az effektiv áramerősség nagyjából azonos volt, és igy az eredményeink közelitőleg egy meghatározott csőhőmérsékletre vonatkoznak.

Eredmények

A 2. és 3. ábrán közöljük a két csőből kilépő laserfény intenzitását a He+Ne gázkeverék össznyomásának függvényében, különböző ke-



2. ábra
A laserintenzitásnak az össznyomástól való függése különböző He/Ne keverékarányoknál/az arányszámok a görbék mellé irva/ - optimális áramerősség mellett, 3,5 mm belső átmérőjü, 68cm hosszu lasercsőre /I./



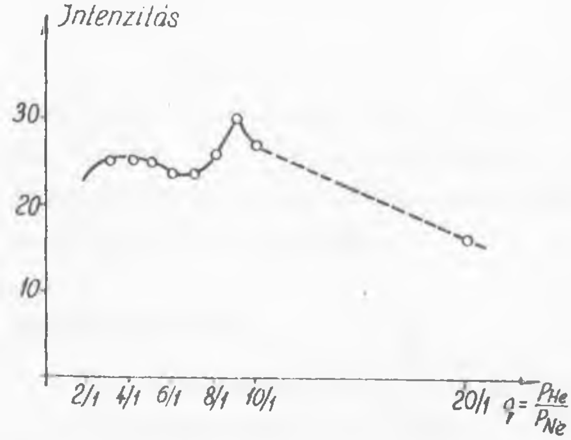
3. ábra

A laserintenzitásnak az össznyomástól való függése különböző He/Ne keverékarányoknál /az arányszámok a görbék mellé irva/- optimális áramerősség mellett, 1,9 mm belső átmérőjü, 28 cm hosszu lasercsőre /II./

verékarányoknál. A görbék minden pontjához a mindenkori optimális áramerősség tartozik. A két csőre a görbék jellege hasonló, de a maximumok helye máshol van. Látható, hogy az I. csőnél az intenzitásmaximum 0,5 - 1 torr, a II. csőnél 1,1 - 1,9 torr össznyomás-intervallumba esik. Tehát a rövidebb és szükebb keresztmetszetü csőnél növekszik az optimális össznyomásérték. [4] szerint forditott arányosság van az optimális nyomás és a kisülési cső átmérője között:

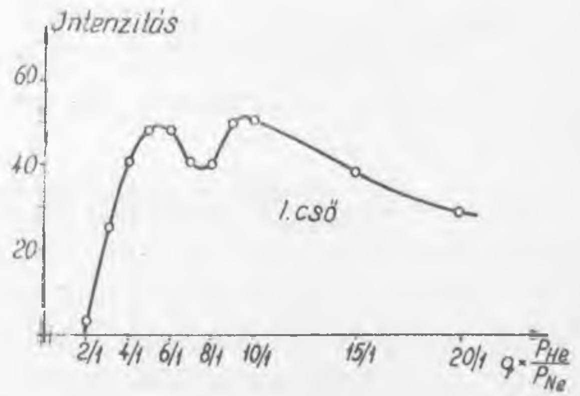
$$P_{opt}(\text{torr}) = \frac{2,9\ldots3,6}{D\,(\text{mm})} \cdot$$

Ez a formula a mi esetünkben is helyesnek adódott azzal a kis eltéréssel, hogy ellentétben a [4] szerzők feltételével, 5/1 keverési arány helyett 9/1-nél észleltünk maximális laserteljesitményt. A 2. és 3. ábrákból látható, hogy az I. csőre / $D^{I} = 3,5$ mm/, $p^{I}_{opt} \sim 0,9$ torr; a II.csőre / $D^{II} = 1,9$ mm/ $p^{II}_{opt} \sim 1,7$ torr, és igy $p^{I}_{opt}\,D^{I} \approx p^{II}_{opt}\,D^{II} \approx 3,2$, az /1/ összefüggés tehát teljesül. Megjegyzendő, hogy az /1/ formulában nem szerepel a cső hossza. Minden bizonnyal a csőhossz első közelitésben nem hat a különböző paraméterek kapcsolataira, hanem az erősitést, ill. a laserből kilépő összteljesitményt határozza meg.



4. ábra

A laserintenzitásnak a keverékaránytól való függése az I. csőre, optimális áramerősség és nyomás mellett

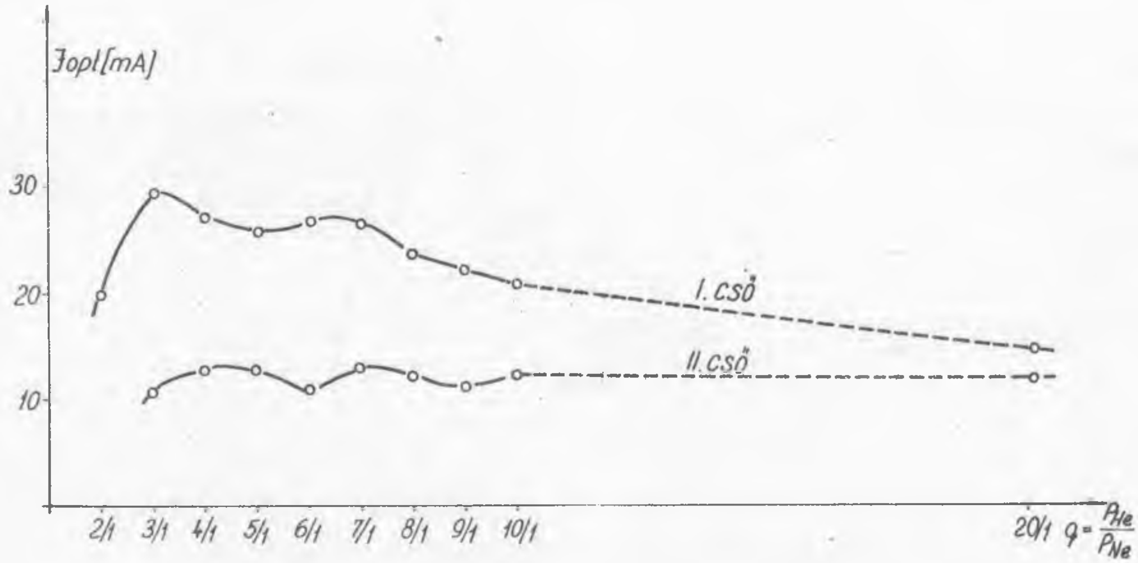


5. ábra

A laserintenzitásnak a keverékaránytól való függése a II. csőre, optimális áramerősség és nyomás mellett

A 4. és 5. ábrán a keverékarány függvényében megadtuk a maximális intenzitást optimizálva a nyomás és gerjesztő áramerősség értékét. Látható, hogy számottevő intenzitásváltozás $4/_1$ - $15/_1$ keverékarányon belül nincs. Csekélyebb maximumot észleltünk $5/_1$ és $6/_1$, ill. $9/_1$ és $10/_1$-nél az I. csőre, mig a II. csőre valamivel élesebb maximumot $9/_1$-nél. Említésreméltó, hogy az optimális keverékarányra vonatkozóan az egyes szerzők mérési eredményei kissé eltérnek egymástól; [4] szerint kiugró maximum $5/_1$ keverékaránynál, [3] szerint ugyanez $7/_1$-nél van. [2] eredménye ugyanerre vonatkozóan közelitően egyezik a mienkkel.

A 6. ábrán együttesen ábrázoltuk a két csőre vonatkozóan az optimális gerjesztő áramerősség változását a keverékarány függvényében; itt a nyomást és az intenzitást optimizáltuk. A II. csőnél gyakorlatilag állandó az optimális áramerősség, kb. 12-13 mA. Az I. csőnél ez 20 - 30 mA között változik, ami kb. kétszerese az előbbinek. A csövek keresztmetszeteinek aránya ≈3,6, vagyis a majdnem négyszeres keresztmetszetü csőben nem négyszeres, hanem csak kétszeres áramerősség folyik optimális vi-

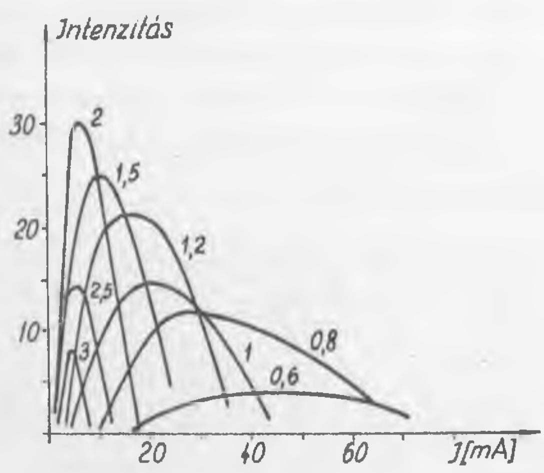


6. ábra
Az optimális áramerősségnek a keverékaránytól való függése mindkét csőre, optimális nyomás mellett

szonyoknál. Ez alátámasztja a [4] szerzők azon megállapitását, hogy az J_{opt} optimális gerjesztőáram egyenesen arányos a D csőátmérővel:

$$J_{opt} = k\,D$$

a k értékére [3, 6], valamint saját mérési adatainkból $k \sim 7\,\frac{mA}{mm}$ adódott.



7. ábra

A laserintenzitás változása az áramerősség függvényében $q = 10/1$ keverékaránynál /II. cső/

Végül a 7. ábrán $q = 10/_1$ keverékaránynál a különböző nyomásértékeknél az áramerősség függvényében megadtuk a laser intenzitását a II. csőre. Ez teljes összhangban van [3, 6] , eredményeivel. Látható, hogy minél alacsonyabb az össznyomás, annál nagyobb áramerősségnél van a maximális intenzitás.

Következtetések

Az a tény, hogy az 50 Hz-es váltóáramu gerjesztés mellett kapott eredményeink összhangban vannak Korolev, Odincov és Micaj [3] egyenáramu gerjesztéssel nyert eredményeivel, mutatja, hogy a lasermüködés szempontjából nincs lényeges különbség a két gerjesztési mód között. Másrészről, azonos eredményeink együttesen igazolják Gordon és White-nak [4] a nyomás és csőátmérő szorzatának állandóságára, valamint az optimális áramerősség és csőátmérő arányosságára vonatkozó formuláinak helyességét.

Azokról a fizikai folyamatokról,amelyek a kapott görbék alakját meghatározzák, az eredmények alapján nem lehet egyértelmüen számot adni. Csupán néhány kvalitativ megállapitást tehetünk. Más mérésekből [4][8] ismeretes, hogy a $3s_2 - 2p_4$ laserátmenetnél elsősorban a neon 3s nivóját populáló /ill. depopuláló/, másodsorban pedig a $2p$ nivót populáló /ill. depopuláló/ folyamatoknak van szerepük. A neon nivójának populációja tulnyomórészt metastabil 2^1S állapotu He -atomokkal való ütközés révén jön létre, depopulációja pedig elektronokkal vagy a csőfallal való rugalmatlan ütközés révén.

A laserintenzitásnak a gáz nyomásától és összetételétől való függését vizsgálva az adódott, hogy a fenti folyamatok nem nagyon érzékenyek sem a keverékarányra, sem az össznyomásra. A leglényegesebb mégis a neon parciális nyomása /0,1 torr körül/. Nyilván tul kis neonkoncentrációnál a másodfaju ütközések száma csökken, tul nagy koncentrációnál pedig telitődés következik be. Ugyanakkor azonban a $2p$ alsó lasernivó populációja a nyomás emelkedésével növekszik,és igy maga az inverzió és vele a laserintenzitás egy optimum elérése után csökkenni kezd. Az optimum helyét és meredekségét egyéb paraméterek együttesen határozzák meg.

Hasonló módon a metastabil atomok számának változásával lehet értelmezni a laserintenzitásnak a gerjesztő áramtól való függését is /7. ábra/. Kis áramoknál a másodfaju ütközések száma még kicsi,növekvő áramerősségnél telitődés következik be, ugyanakkor az áram növekedése révén a 2p alsó lasernivó populációja, elsősorban magasabb nivókról induló kaszkádátmenetek révén növekszik. Ez végeredményben egy maximum után az inverzió és vele a laserintenzitás csökkenését okozza.

A hélium parciális nyomása láthatóan kevéssé zavarja a folyamatokat. Nagy nyomásoknál és nagy keverékarányoknál az $J=J(p)$ görbék laposak /lásd 2. 3. ábra/ /kis nyomásérzékenység/, az optimális gerjesztőáram viszont csökken és a görbék maximuma élesebb /nagy áramérzékenység, lásd 7. ábra/.

A csövek töltése szempontjából a következő gyakorlati következtetések vonhatók le.

1/ Sem a nyomás, sem a keverékarány pontos beállitása nem lényeges.

2/ Megfelelő töltéssel a csövek élettartamát jelentősen meg lehet hosszabbitani. Az élettartamot ugyanis elsősorban a kisülés hatására bekövetkező gáznyomáscsökkenés korlátozza. Ennek oka lehet: a hélium diffuziója a meleg üvegfalon át, abszorpciós jelenségek az elektródoknál, stb./. Célszerü ezért a lehető legnagyobb nyomásra tölteni a csöveket. A 2. 3. görbékből látható, hogy kezdeti kis intenzitáscsökkenés árán a töltési gáznyomást jelentősen megnövelhetjük.

3/ A csövek előkezelésénél azonban figyelemmel kell lenni arra, hogy a nyomáscsökkentő folyamatok szelektivek, és a neon-összetevő nyomásváltozására a lasercső érzékenyebb, mint a héliuméra.

Köszönetet mondunk Varga Péternek értékes észrevételeiért, valamint Szántó Sándornak a mérésekhez nyujtott segitségért.

I r o d a l o m

[1] Csillag L., Salamon T.: KFKI Közl. **13**, 199 /1965/
[2] Mielenz, K.D., Nefflen, K.N.: Appl.Optics, **4**, 565 /1965/
[3] Korolev, F.A., Odincov, A.I., Micaj, V.I.: Optika i Szpektr. **XIX**. 71 /1965/
[4] Gordon, E.I., White, A.D.: Appl.Phys.Lett. **3**, 199 /1963/
[5] Csillag L.: KFKI Közl. **13**, 209 /1965/
[6] Van der Sluis, K.L., Wener, G.K., Griffin, P.M., Morgan, H.W., Rudolph, O.B., Staats, P.A.: Amer.J. of Phys. **33**, 225 /1965/
[7] Arecchi, F.T.: Quantum Electronics, Proc. of the Third Internat. Congress, Paris, Vol. **2**, Dunod-Columbia Press, 1964, p.547
[8] Bennett, W.R.: Appl.Optics, Supplement on Optical Masers, 1962. p. 24

Érkezett: 1965.okt. 27
KFKI Közl. 14.évf. 3.szám, 1966

BESSEL-FÜGGVÉNYEK CSEBISEV-SORFEJTÉSE I.

$J_\nu(x)$ ÉS $N_\nu(x)$.

Irta: Németh Géza

Összefoglalás

A dolgozatban a $J_\nu(x)$ és $N_\nu(x)$ Bessel-függvények alkalmas Csebisev-sorfejtéseinek meghatározásával foglalkozunk. Ezek a sorfejtések praktikus számitásoknál célszerüek gyors konvergenciájuk miatt. A $0 \leq x \leq a$ esetben a Csebisev-sorok konvergenciája kb. 4^{-n}-el jobb, mint a megfelelő Taylor-soré. Az $x \geq a$ esetre vonatkozó Csebisev-sorok konvergensek /ellentétben a szokásos divergens aszimptotikus sorokkal/. Ez utóbbi sorok konvergenciája

$$e^{-2\sqrt{2an}}\,O(n^{-3/4})$$

rendü $n \to \infty$ -re.

A Csebisev-sorfejtési együttnatók meghatározásához rekurziós képleteket vezetünk le.

Bevezetés

A dolgozatban a Bessel-függvények Csebisev-polinomok szerinti sorfejtésével foglalkozunk. Ezek a függvények: $J_\nu(x)$ és $N_\nu(x)$, az

$$x^2y'' + xy' + (x^2-\nu^2)y = 0 \qquad /0.1/$$

homogén másodrendü differenciálegyenlet lineárisan független megoldásai. Az $x^{\nu}J_\nu(x)$ függvény analitikus egész függvény:

$$J_\nu(x) = (x/2)^\nu \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(x/2)^{2n}}{n!\,\Gamma(n+\nu+1)}, \quad \nu \neq -1,-2,\ldots, \qquad /0.2/$$

Az $N_\nu(x)$ függvény pedig $\nu \neq 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ esetén az

$$N_\nu(x) = \frac{1}{\sin \pi\nu}\left[J_\nu(x)\cos \nu\pi - J_{-\nu}(x)\right] \qquad /0.3/$$

definicióval visszavezethető $J_\nu(x)$ -re /részletesebben v.ö.: [1] /. A $J_\nu(x)$ és $N_\nu(x)$ függvények alkalmas Csebisev-sorfejtése a Taylor-sornál gyorsabban konvergál. Ismeretes [2] , hogy e sorfejtés részletösszegei a függvényt Csebisev értelemben legjobban megközelitő polinomokhoz igen közel esnek, és igy kiválóan alkalmasak akár kézi számolásra, akár elektronikus számológépen programkészitéshez.

A következőkben először a $J_0(x)$ és $N_0(x)$, majd a $J_\nu(x)$ és $N_\nu(x)$ függvények Csebisev-sorfejtésével foglalkozunk. Be fogjuk bizonyitani, hogy $0 \le x \le a$ esetén e sorfejtés konvergenciája a Taylor-sor konvergenciájánál kb. 4^{-n}-el gyorsabb.

Az $x \ge a$ esetében a divergens aszimptotikus sorok helyett konvergens Csebisev-sorfejtéseket határozunk meg. Be fogjuk bizonyitani, hogy e sorok konvergenciája

$$e^{-2\sqrt{2an}}\, O(n^{-3/4}), \quad n \to \infty$$

rendű. Az együtthatók numerikus kiszámitásához /mindkét esetben/ rekurziós képleteket határoztunk meg.

1/ A $J_0(x)$ és $N_0(x)$ függvények Csebisev-sorfejtése

A $J_0(x)$ függvény sorfejtéséhez egy integrál előállitást [3] használunk fel:

$$J_0(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^1 (1-t^2)^{-1/2} \cos xt \, dt . \qquad /1.1/$$

Helyettesitsük be $\cos xt$ helyébe a Taylor-sorát, $J_0(x)$ Taylor-sora adódik:

$$J_0(x) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(x/2)^{2n}}{(n!)^2} \qquad /1.2/$$

Ha viszont $\cos xt$ helyébe az alábbi Csebisev-sort irjuk:

$$\cos xt = J_0(at) + 2\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(at) T_{2n}(x/a), \quad (0 \le x \le a)$$

akkor $J_0(x)$ Csebisev-sorát kapjuk:

$$J_0(x) = A_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n A_n T_{2n}(x/a) \qquad (0 \le x \le a) \qquad /1.3/$$

$T_n(x)$-szel itt /és a továbbiakban is/ az alábbi Csebisev-polinomot jelöltük:

$$T_n(x) = \cos(n \arccos x) \qquad -1 \le x \le 1 \qquad n = 0,1,2\ldots$$

Az itt szereplő A_n együtthatók a Bessel-függvény értékeivel kifejezhetők:

$$A_n = \frac{2}{\pi}\int_0^1 (1-t^2)^{-1/2} J_{2n}(at)\,dt = J_n^2\left(\frac{a}{2}\right), \quad (n=0,1,2,\ldots) \qquad /1.4/$$

Hasonlóan járhatunk el $N_0(x)$ esetében is. Az $N_0(x)$ függvény

$$\frac{\pi}{2} N_0(x) = (\ln 2x + c) J_0(x) + \frac{2}{\pi}\int_0^1 \ln(1-t^2)(1-t^2)^{-1/2} \cos xt\,dt \qquad /1.5/$$

definiciós képletében szereplő integrált $\cos xt$ Csebisev - sorfejtése segitségével Csebisev-sorba fejthetjük,

$$\frac{2}{\pi}\int_0^1 \ln(1-t^2)(1-t^2)^{-1/2} \cos xt\,dt = C_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n C_n T_{2n}(x/a), \qquad /1.6/$$

ahol

$$C_n = \frac{2}{\pi}\int_0^1 \ln(1-t^2)(1-t^2)^{-1/2} J_{2n}(at)\,dt, \qquad /1.7/$$
$$n = 0,1,2,\ldots$$

Az /1.2/ képletből látható, hogy $0 \le x \le a$ esetén $J_0(x)$ Taylor-sora

$$\frac{(a/2)^{2n}}{(n!)^2}\left\{1 + O\left(\frac{1}{n^2}\right)\right\}, \quad n \to \infty$$

rendben konvergál. Viszont $J_0(x)$ Csebisev-sora /tekintettel /0.2/-re/

$$\frac{(a/4)^{2n}}{(n!)^2}\left\{1 + O\left(\frac{1}{n}\right)\right\}, \quad n \to \infty$$

-rendü /1.4/ szerint, és igy a nyereség 4^{-n}. Ugyanez érvényes $N_0(x)$-re is.

Az $x \ge a$ esetben az alábbi formulákkal szokás dolgozni:

$$J_0(x) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\left\{\cos(x - \pi/4) P_0(x) + \sin(x - \pi/4) Q_0(x)\right\}$$
$$N_0(x) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\left\{\sin(x - \pi/4) P_0(x) - \cos(x - \pi/4) Q_0(x)\right\} \qquad /1.8/$$

ahol

$$P_o(x)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty \eta^{-1/2}e^{-\eta}f(\eta)\,d\eta\ ,\qquad f(\eta)=\frac{1}{2}\left[\left(1-i\,\eta/2x\right)^{-1/2}+\left(1+i\frac{\eta}{2x}\right)^{-1/2}\right],$$

$$Q_o(x)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty e^{-\eta}\eta^{-1/2}g(\eta)\,d\eta\ ,\qquad g(\eta)=\frac{1}{2i}\left[\left(1-i\,\eta/2x\right)^{-1/2}-\left(1+i\frac{\eta}{2x}\right)^{-1/2}\right].\qquad /1.9/$$

Az f illetve g függvényt $1/x$ hatványai szerint Taylor-sorba fejtve kapjuk P_o és Q_o jól ismert /divergens/ aszimptotikus sorát:

$$P_o(x)\cong 1-\frac{(1.3)^2}{2!(8x)^2}+\frac{(1.3.5.7)^2}{4!(8x)^4}\mp\dots\ ,$$

$$Q_o(x)\cong\frac{1}{8x}-\frac{(1.3.5)^2}{3!(8x)^3}+\frac{(1.3.5.7.9)^2}{5!(8x)^5}\mp\dots\ .\qquad /1.10/$$

A következőkben a P_o és Q_o függvények integrál előállításával foglalkozunk. Alkalmazzuk az f és g függvényekre a következő azonosságot:

$$\frac{1}{\pi}\int_0^1 \omega^{-1/2}(1-\omega)^{-1/2}\frac{1}{1+\omega u}\,d\omega=\frac{1}{(1+u)^{1/2}}$$

az $u=i\frac{\eta}{2x}$ majd $u=-i\frac{\eta}{2x}$ helyettesitéssel:

$$f(\eta)=\frac{1}{\pi}\int_0^1 \omega^{-1/2}(1-\omega)^{-1/2}\frac{1}{2}\left[\frac{1}{1-\frac{i\eta\omega}{2x}}+\frac{1}{1+\frac{i\eta\omega}{2x}}\right]d\omega\ ,$$

$$g(\eta)=\frac{1}{\pi}\int_0^1 \omega^{-1/2}(1-\omega)^{-1/2}\frac{1}{2i}\left[\frac{1}{1-\frac{i\eta\omega}{2x}}-\frac{1}{1+\frac{i\eta\omega}{2x}}\right]d\omega\ ,$$

mert igy összevonás után f és g valós integrállal fejezhetők ki:

$$f(\eta)=\frac{1}{\pi}\int_0^1 \omega^{-1/2}(1-\omega)^{-1/2}\frac{1}{1+\frac{\eta^2\omega^2}{4x^2}}\,d\omega$$

$$g(\eta)=\frac{1}{\pi}\int_0^1 \omega^{-1/2}(1-\omega)^{-1/2}\frac{\eta\,\omega/2x}{1+\frac{\eta^2\omega^2}{4x^2}}\,d\omega\qquad /1.11/$$

Irjuk f illetőleg g integrálalakját P_o illetőleg Q_o /1.9/ kifejezésébe:

$$P_o(x) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \int_0^\infty \eta^{-1/2} e^{-\eta} \int_0^1 \omega^{-1/2}(1-\omega)^{-1/2} \frac{1}{1+\frac{\omega^2\eta^2}{4x^2}} \, d\omega \, d\eta ,$$

$$Q_o(x) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \int_0^\infty \eta^{-1/2} e^{-\eta} \int_0^1 \omega^{-1/2}(1-\omega)^{-1/2} \frac{\omega\eta/2x}{1+\frac{\omega^2\eta^2}{4x^2}} \, d\omega \, d\eta ,$$

és vezessük be η helyett a $z = \frac{\omega\eta}{2}$ uj integrációs változót:

$$P_o(x) = \frac{2^{1/2}}{\pi^{3/2}} \int_0^\infty \frac{z^{-1/2}}{1+z^2/x^2} \int_0^1 \omega^{-1}(1-\omega)^{-1/2} e^{-\frac{2z}{\omega}} \, d\omega \, dz ,$$

$$Q_o(x) = \frac{2^{1/2}}{\pi^{3/2}} \int_0^\infty \frac{z^{1/2}/x}{1+z^2/x^2} \int_0^1 \omega^{-1}(1-\omega)^{-1/2} e^{-\frac{2z}{\omega}} \, d\omega \, dz .$$

A belső integrálban végezzük el az $\omega = \frac{1}{t}$ helyettesitést:

$$\int_0^1 \omega^{-1}(1-\omega)^{-1/2} e^{-\frac{2z}{\omega}} \, d\omega = \int_1^\infty t^{-1/2}(t-1)^{-1/2} e^{-2zt} \, dt .$$

Ez utóbbi integrál pedig [4] szerint $e^{-z}K_o(z)$-vel egyenlő, ahol $K_o(z)$ az un. képzetes argumentumu irreguláris Bessel-függvény. Tehát $P_o(x)$ -re, illetőleg $Q_o(x)$ -re az alábbi előállitást kapjuk:

$$P_o(x) = \frac{2^{1/2}}{\pi^{3/2}} \int_0^\infty z^{-1/2} e^{-z} K_o(z) \frac{1}{1+z^2/x^2} \, dz ,$$

illetőleg

$$Q_o(x) = \frac{2^{1/2}}{\pi^{3/2}} \int_0^\infty z^{-1/2} e^{-z} K_o(z) \frac{z/x}{1+z^2/x^2} \, dz . \qquad /1.12/$$

Látható, hogy ha behelyettesitjük az

$$\frac{1}{1+z^2/x^2} , \qquad \frac{z/x}{1+z^2/x^2}$$

elemi függvények Csebisev-sorfejtését, megkaphatjuk P_0 és Q_0 Csebisev-sorát. Ezek a sorok:

$$\frac{1}{1+z^2/x^2} = \frac{1}{\sqrt{1+z^2/a^2}}\left[1+2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \frac{(z/a)^{2n}}{(1+\sqrt{1+z^2/a^2})^{2n}} T_{2n}\left(\frac{a}{x}\right)\right] ,$$

$$x \geq a$$

$$\frac{z/x}{1+z^2/a^2} = \frac{1}{\sqrt{1+z^2/a^2}}\left\{2\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n \frac{(z/a)^{2n+1}}{(1+\sqrt{1+z^2/a^2})^{2n+1}} T_{2n+1}\left(\frac{a}{x}\right)\right\} .$$

Itt $a > 0$ rögzitett konstans.

Behelyettesitve ezeket a sorokat P_0 és Q_0 integrálelőállitásába, P_0 és Q_0 Csebisev-sorát kapjuk

$$P_0(x) = B_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n B_{2n} T_{2n}\left(\frac{a}{x}\right) ,$$

$$Q_0(x) = 2\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n B_{2n+1} T_{2n+1}\left(\frac{a}{x}\right) , \qquad /1.13/$$

A B_n együtthatót /az $z = a\eta$ helyettesités után/ /1.12/ szerint a következő egyszeres integrállal adhatjuk meg:

$$B_n = B_n(a) = \frac{\sqrt{2a}}{\pi^{3/2}} \int_0^{\infty} e^{-a\eta} K_0(a\eta) \frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}} \frac{\eta^{n-1/2}}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^n} d\eta . \qquad /1.14/$$

Most be fogjuk bizonyitani a Csebisev sorok konvergenciáját. Hogy ezt belássuk, elég megvizsgálni B_n viselkedését $n \to \infty$ esetére. Az /1.14/ integrálra alkalmazzuk a Laplace-módszert. Könnyen belátható, hogy az integrálandó függvénynek az

$$\eta_0 = \left(\frac{1}{2}(n^2/a^2+1)^{1/2} - \frac{1}{2}\right)^{1/2} = \left(\frac{n}{2a}\right)^{1/2}\left[1+O\left(\frac{a}{n}\right)\right]$$

hely környezetében maximuma van. Elvégezve e pont körül az integrálást, az alábbi eredményt kapjuk:

$$B_n(a) = \frac{(2a)^{1/4}}{\pi^{1/2}} n^{-3/4} e^{-2\sqrt{2an}} \left\{1 + O\left(\frac{1}{n^{1/2}}\right)\right\}, \quad n \to \infty \qquad /1.15/$$

Az /1.15/ becslésből következik, hogy az /1.13/ sorok /ellentétben az /1.11/ divergens aszimptotikus sorokkal/ konvergálnak és a konvergencia $\frac{a}{x}$ -ban egyenletes.

2/ Az $J_\nu(x)$ függvény Csebisev-sorfejtése $0 \le x \le a$ esetére

A következőkben a $x^{-\nu} J_\nu(x)$ függvény Csebisev-sorfejtését fogjuk vizsgálni. Formálisan ez a kérdés megoldott. J.Wimp [4] munkájában e sorfejtési együtthatókat a ${}_1\mathcal{F}_2$ hipergeometriai sorokkal fejezte ki. Mi a Csebisev-sorfejtés együtthatóira rekurziós képletet vezetünk le. /Ezek a képletek a Miller-módszer [5] szerinti számolásánál célszerüek./

A Csebisev-sorfejtés együtthatóit a

$$J_\nu(x) = 2\frac{x^\nu 2^{-\nu}}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})\Gamma(\frac{1}{2})} \int_0^1 (1-t^2)^{\nu-1/2} \cos xt\, dt, \quad \nu > -\frac{1}{2} \qquad /2.1/$$

integrál-előállitás segitségével határozzuk meg. Legyen

$$J_\nu(x) = \frac{(x/2)^\nu}{\Gamma(\nu+1)} \left[C_0^{(\nu)}(a) + 2\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n C_n^{(\nu)}(a) T_{2n}(x/a) \right], \quad 0 \le x \le a \qquad /2.2/$$

ahol C_n^ν számokat ugy nyerjük, hogy a /2.1/ integrálba behelyettesitjük $\cos xt$ Csebisev-sorát. Ekkor

$$C_n^{(\nu)}(a) = 2\frac{\Gamma(\nu+1)}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})\Gamma(1/2)} \int_0^1 (1-t^2)^{\nu-1/2} J_{2n}(at)\, dt; \qquad /2.3/$$
$$(n = 0,1,2,\ldots)$$

A /2.3/ képletből /0.2/ segitségével könnyen nyerhető a

$$C_n^{(\nu)}(a) = \frac{\Gamma(\nu+1)}{n!\,\Gamma(n+\nu+1)} \left(\frac{a}{4}\right)^{2n} \left[1 + O\left(\frac{1}{n}\right)\right], \quad (n \to \infty) \qquad /2.4/$$

aszimptotikus formula.

A $C_n^{(\nu)}$-re érvényes rekurziós képlet levezetésénél használni fogjuk a Bessel-függvények rekurziós képletét [1] . Integráljuk parciálisan a $8(n+1)C_{n+1}^{(\nu)}(a)$ kifejezést:

$$8(n+1)C_{n+1}^{(\nu)} = 2\,\frac{\Gamma(\nu+1)}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})\Gamma(\frac{1}{2})}\,2a\int_0^1 (1-t^2)^{\nu-\frac{1}{2}}\,t\left[J_{2n+1}(at)+J_{2n+3}(at)\right]dt =$$

$$= 2\,\frac{\Gamma(\nu+1)}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})\Gamma(\frac{1}{2})}\,\frac{2a^2}{2\nu+1}\int_0^1 (1-t^2)^{\nu+\frac{1}{2}}\left[J'_{2n+1}(at)+J'_{2n+3}(at)\right]dt =$$

$$= \frac{2a^2}{2\nu+1}\left\{\frac{1}{2}\left(C_n^{(\nu)}-C_{n+2}^{(\nu)}\right) - 2\,\frac{\Gamma(\nu+1)}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})\Gamma(\frac{1}{2})}\int_0^1 (1-t^2)^{\nu-\frac{1}{2}}\,t^2\left[J'_{2n+1}(at)+J'_{2n+3}(at)\right]dt\right\}$$

Néhány összevonás, és $n+1$ -el való osztáls után kapjuk:

$$16\nu C_{n+1}^{(\nu)} = \frac{a^2}{n+1}\left(C_n^{(\nu)}-C_{n+2}^{(\nu)}\right) - 2\,\frac{\Gamma(\nu+1)}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})\Gamma(\frac{1}{2})}\,4a\int_0^1 (1-t^2)^{\nu-1/2}\,t\left[J_{2n+1}(at)-J_{2n+3}(at)\right]dt.$$

Adjuk össze a $C_{n+1}^{(\nu)}$ -re és $C_{n+2}^{(\nu)}$ -re szóló egyenleteket:

$$16\nu\left(C_{n+1}^{(\nu)}+C_{n+2}^{(\nu)}\right) = \frac{a^2}{n+1}\left(C_n^{(\nu)}-C_{n+2}^{(\nu)}\right)+\frac{a^2}{n+2}\left(C_{n+1}^{(\nu)}-C_{n+3}^{(\nu)}\right)-16(n+1)C_{n+1}^{(\nu)}+16(n+2)C_{n+2}^{(\nu)}$$

és innen rendezés után kapjuk $C_n^{(\nu)}$ rekurziós képletét:

$$\frac{C_n^{(\nu)}-C_{n+2}^{(\nu)}}{n+1}+\frac{C_{n+1}^{(\nu)}-C_{n+3}^{(\nu)}}{n+2} = \frac{16}{a^2}\left[(n+1+\nu)C_{n+1}^{(\nu)}-(n+2-\nu)C_{n+2}^{(\nu)}\right]. \qquad /2.5/$$

A /2.5/ képlet levezetésénél fel volt tételezve, hogy $\nu > -1/2$. Nyilvánvaló, hogy analitikus folytatással tetszőleges ν -re kiterjeszthető /2.5/ érvényessége, $\nu \neq -1,-2,\ldots$ kivételével, amikor viszont /v.ö. [1] /

$$J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$$

3. A $J_\nu(x)$ és $N_\nu(x)$ függvények Csebisev-sorfejtése $x \geq a$ esetére

A $J_\nu(x)$ és $N_\nu(x)$ függvények alkalmas Csebisev-sorfejtése olyan egyszerü formában, mint a $\nu = 0$ esetnél volt, nem lehetséges. Numerikus számitásokhoz azonban elégséges a Csebisev-sor konvergenciájának kimutatása, és egy, az együtthatókra érvényes rekurziós képlet meghatározása.

Először a Csebisev-sorok konvergenciáját vizsgáljuk meg. A számitáshoz $J_\nu(x)$ és $N_\nu(x)$ jól ismert előállitásait [1] használjuk fel:

$$J_\nu(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\left\{\cos\left(x - \left(\frac{\pi}{2}\nu + \frac{\pi}{4}\right)\right)P_\nu(x) + \sin\left(x - \left(\frac{\pi}{2}\nu + \frac{\pi}{4}\right)\right)Q_\nu(x)\right\}$$

$$N_\nu(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\left\{\sin\left(x - \frac{\pi}{2}\left(\nu + \frac{1}{2}\right)\right)P_\nu(x) - \cos\left(x - \frac{\pi}{2}\left(\nu + \frac{1}{2}\right)\right)Q_\nu(x)\right\}$$

ahol

$$P_\nu(x) = \frac{2^{\nu+\frac{1}{2}}}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})}\int_0^\infty e^{-2\eta}\eta^{\nu-1/2} f_\nu(\eta/x)d\eta, \quad f_\nu(\eta/x) = \frac{1}{2}\left\{\left(1-i\frac{\eta}{x}\right)^{\nu-\frac{1}{2}} + \left(1+i\frac{\eta}{x}\right)^{\nu-\frac{1}{2}}\right\} \qquad /3.1/$$

$$Q_\nu(x) = \frac{2^{\nu+\frac{1}{2}}}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})}\int_0^\infty e^{-2\eta}\eta^{\nu-\frac{1}{2}} g_\nu(\eta/x)d\eta, \quad g_\nu(\eta/x) = \frac{1}{2i}\left\{\left(1-i\frac{\eta}{x}\right)^{\nu-\frac{1}{2}} - \left(1+i\frac{\eta}{x}\right)^{\nu-\frac{1}{2}}\right\}$$

A f_ν és g_ν függvényeket elemi átalakitások segitségével hipergeometriai függvényekkel irjuk fel:

$$f_\nu(\eta/x) = {}_2F_1\left(\frac{1}{4} - \frac{\nu}{2}, \frac{3}{4} - \frac{\nu}{2}; \frac{1}{2}; -\eta^2/x^2\right) \qquad /3.2/$$

$$g_\nu(\eta/x) = \frac{\eta}{x}\left(\frac{1}{2} - \nu\right){}_2F_1\left(\frac{3}{4} - \frac{\nu}{2}, \frac{5}{4} - \frac{\nu}{2}; \frac{3}{2}; -\eta^2/x^2\right)$$

A kapott hipergeometriai függvényeket [6] alapján Csebisev — polinomok szerint sorba fejthetjük. A sorfejtési együtthatók ujra hipergeometriai függvények lesznek:

$$f_\nu(\eta/x) = S_0(\eta) + 2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n S_{2n}(\eta)\,T_{2n}\left(\frac{1}{x}\right), \qquad x \geq 1 .$$

/3.3/

$$g_\nu(\eta/x) = 2\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n S_{2n+1}(\eta)\,T_{2n+1}\left(\frac{1}{x}\right),$$

ahol

$$S_n(\eta) = (\eta/2)^n \frac{(\frac{1}{2}-\nu)_n}{n!}\,{}_2F_1\left(\frac{n-\nu}{2}+\frac{1}{4}, \frac{n-\nu}{2}+\frac{3}{4}; n+1; -\eta^2\right).$$

Ezekkel a sorokkal $x \geq a$ esetére $P_\nu(x)$ és $Q_\nu(x)$ az alábbi lesz / $\eta = at$ helyettesités után/:

$$P_\nu(x) = A_0(a) + 2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n A_{2n}(a)\,T_{2n}\left(\frac{a}{x}\right),$$

/3.4/

$$Q_\nu(x) = 2\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n A_{2n+1}(a)\,T_{2n+1}(a/x),$$

ahol

$$A_n(a) = \frac{(2a)^{\nu+\frac{1}{2}}}{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})}\,\frac{(\frac{1}{2}-\nu)_n}{2^n n!}\int_0^{\infty} e^{-2at}\,t^{n+\nu-\frac{1}{2}}\,{}_2F_1\left(\frac{n-\nu}{2}+\frac{1}{4}, \frac{n-\nu}{2}+\frac{3}{4}; n+1; -t^2\right)dt . \qquad /3.5/$$

Hogy belássuk a /3.4/ sorok konvergenciáját, elég megvizsgálni $A_n(a)$ viselkedését $n \to \infty$ esetére. Először az integrál alatt szereplő hipergeometriai függvényt alakitjuk át [1] :

$${}_2F_1\left(\frac{n-\nu}{2}+\frac{1}{4}, \frac{n-\nu}{2}+\frac{3}{4}; n+1; -t^2\right) = \frac{2^n(1+t^2)^{\frac{\nu}{2}-\frac{1}{4}}}{(1+\sqrt{1+t^2})^n}\,{}_2F_1\left(\nu+\frac{1}{2}, -\nu+\frac{1}{2}; n+1; \frac{t^2}{2\sqrt{1+t^2}(1+\sqrt{1+t^2})}\right).$$

Ebből $n \to \infty$ esetére az alábbi képletet nyerjük:

$${}_2F_1\left(\frac{n-\nu}{2}+\frac{1}{4}, \frac{n-\nu}{2}+\frac{3}{4}; n+1; -t^2\right) = \frac{2^n(1+t^2)^{\frac{\nu}{2}-\frac{1}{4}}}{(1+\sqrt{1+t^2})^n}\left[1+O\left(\frac{1}{n}\right)\right], \quad n \to \infty .$$

Az $A_n(a)$ együttható aszimptotikus viselkedése képleteink alapján a Laplace-módszer segitségével határozható meg. Könnyen belátható, hogy az integrandus az

$$\eta_0=\left(\frac{1}{2}\left(n^2/a^2+1\right)^{1/2}-\frac{1}{2}\right)^{1/2}=O\left(\left(\frac{n}{2a}\right)^{1/2}\right)\ ,\quad n\to\infty\ ,$$

pont környezetében éles maximummal rendelkezik. Elvégezve e pont körül az integrálást, elemi számitások után az alábbi képletet nyertük:

$$A_n(a)=\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(\frac{1}{2}+\nu)\Gamma(\frac{1}{2}-\nu)}(2a)^{1/4}n^{-3/4}e^{-2\sqrt{2an}}\left\{1+O\left(\frac{1}{n^{1/2}}\right)\right\}\ ,\quad n\to\infty\ . \qquad /3.6/$$

Megjegyezzük, hogy ha $\nu=n+\frac{1}{2}$ /n nulla vagy egész/, a /3.6/ képlet nem érvényes /ekkor azonban P_ν és Q_ν polinomok/. A /3.6/-ból következik a P_ν és Q_ν függvények Csebisev-sorainak abszolut és /$\frac{a}{x}$ -ban/ egyenletes konvergenciája.

A következőkben az $A_n(a)$ számok rekurziós képletének a levezetésével fogunk foglalkozni. Ez a számitás a /3.5/ képlet alapján nem látszik könnyen keresztülvihetőnek. Most egy / a $\nu=0$ esethez hasonló/ integrál előállitást fogunk használni:

$$P_\nu(x)=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{\Gamma(\frac{1}{2}+\nu)\Gamma(\frac{1}{2}-\nu)}\int_0^\infty \eta^{-1/2}e^{-\eta}K_\nu(\eta)\frac{1}{1+\eta^2/x^2}\,d\eta\ ,$$

$$/3.7/$$

$$Q_\nu(x)=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{\Gamma(\frac{1}{2}+\nu)\Gamma(\frac{1}{2}-\nu)}\int_0^\infty \eta^{-1/2}e^{-\eta}K_\nu(\eta)\frac{\eta/x}{1+\eta^2/x^2}\,d\eta\ .$$

/A /3.7/ képleteket a $\nu=0$ esetben követett eljárással lehet nyerni; a részletes számitást mellőzzük./

A /3.7/ képletek a ν paraméter / $-\frac{1}{2}$, $1/2$ /-be eső értékeire állitják elő a P_ν és Q_ν függvényeket.

Irjuk fel most $A_n(a)$ -t /3.7/ alapján. Nyilván

$$A_n(a)=\sqrt{\frac{2a}{\pi}}\,\frac{1}{\Gamma(\frac{1}{2}+\nu)\Gamma(\frac{1}{2}-\nu)}\int_0^\infty e^{-a\eta}K_\nu(a\eta)\frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}}\,\frac{\eta^{n-1/2}}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^n}d\eta\,. \qquad /3.8/$$

Bevezetjük a

$$v(\eta)=\sqrt{\frac{2a}{\pi}}\,\frac{1}{\Gamma(\frac{1}{2}+\nu)\Gamma(\frac{1}{2}-\nu)}\,\eta^{1/2}e^{-a\eta}K_\nu(a\eta)$$

jelölést. A v függvény a

$$2av'=-v''-\left(\frac{1}{4}-\nu^2\right)\frac{1}{\eta^2}v$$

differenciálegyenlet partikuláris megoldása. /Erről a $K_\nu(x)$ Bessel-függvény differenciálegyenlete alapján elemi számolásokkal meggyő - ződhetünk./

Most a $4a(A_{n+1}+A_{n+3})$ kifejezést irjuk fel és parciálisan integráljuk:

$$4a(A_{n+1}+A_{n+3})=8a\int_0^\infty v\,\frac{\eta^n}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^{n+2}}\,d\eta=$$

$$=2\int_0^\infty(-2av')\left\{\frac{1}{n+1}\,\frac{\eta^{n+1}}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^{n+1}}+\frac{1}{n+3}\,\frac{\eta^{n+3}}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^{n+3}}\right\}d\eta\,.$$

Ebből az integrálból v differenciálegyenlete segitségével „a”-t elimináljuk:

$$4a(A_{n+1}+A_{n+3})=2\int_0^\infty\left(v''+\left(\frac{1}{4}-\nu^2\right)\frac{v}{\eta^2}\right)\left\{\frac{1}{n+1}\,\frac{\eta^{n+1}}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^{n+1}}+\frac{1}{n+3}\,\frac{\eta^{n+3}}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^{n+3}}\right\}d\eta=$$

$$=\left(\frac{1}{4}-\nu^2\right)\left[\frac{1}{n+1}(A_n+A_{n+2})+\frac{1}{n+3}(A_{n+2}+A_{n+4})\right]+2\int_0^\infty v''\{\quad\}\,d\eta\,.$$

A fennmaradó integrál kétszeres parciális integrálással számitható ki:

$$2\int_0^\infty v''\{\quad\}d\eta = 4\int_0^\infty v\left[n\frac{\eta^{n-1}}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^{n+2}} - (n+2)\frac{\eta^{n+1}}{(1+\sqrt{1+\eta^2})^{n+3}}\frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}}\right]d\eta =$$

$$= nA_n - 2(n+2)A_{n+2} + (n+4)A_{n+4} .$$

Végül néhány összevonás után az alábbi képletet nyerjük:

$$4a(A_{n+1}+A_{n+3}) = Q_0A_n - Q_1A_{n+2} + Q_2A_{n+4} ,$$
$$n = 0,1,2,\ldots , \qquad /3.9/$$

$$Q_0 = \frac{(n+1/2)^2-\nu^2}{n+1} , \qquad Q_1 = 4n+8-Q_0-Q_2 , \qquad Q_2 = \frac{(n+7/2)^2-\nu^2}{n+3} ,$$

A levezetésben felhasználtuk a $-1/2<\nu<1/2$ feltételt, a /3.2/ - /3.3/ képleteinkből viszont látható, hogy P_ν és Q_ν a ν paraméter analitikus függvénye. Ezért analitikus folytatással a /3.9/ képletek érvényessége tetszőleges ν -re kiterjeszthető, kivéve $\nu=\ell+\frac{1}{2}$, ℓ nulla vagy egész esetet, amikor azonban P_ν és Q_ν polinomok.

Irodalom

[1] Erdélyi, A., et. al.: Higher Transcendental Functions II. McGraw Hill, New York, 1953.

[2] Meinardus, G.: Approximation von Funktionen. Springer Verlag Berlin, 1964.

[3] Градштейн, И.С., Рыжик, И.М.: Таблицы интегралов. Гос.Изд.Физ.Мат. Лит. Москва. (1957)

[4] Wimp, J.: Polynomial Expansions of Bessel Functions. Math. Comp. 16, 446-458

[5] British Association Mathematical Tables VI. Bessel Functions I.II. Cambridge /1937, 1952/

[6] Fields, I.L., Wimp. I.: Basic series. Proc.Cambr. Phil. Soc. 59, 599-605

Érkezett: 1966. jan. 10.
KFKI Közl. 14.évf. 3.szám, 1966.

VÁKUUMSZELEPEK ÉS TOLÓZÁRAK 10, 20, 32, 40 mm BELSŐ ÁTMÉRŐVEL

Irta: Bakos József, Fürjes Józsefné, Szigeti János

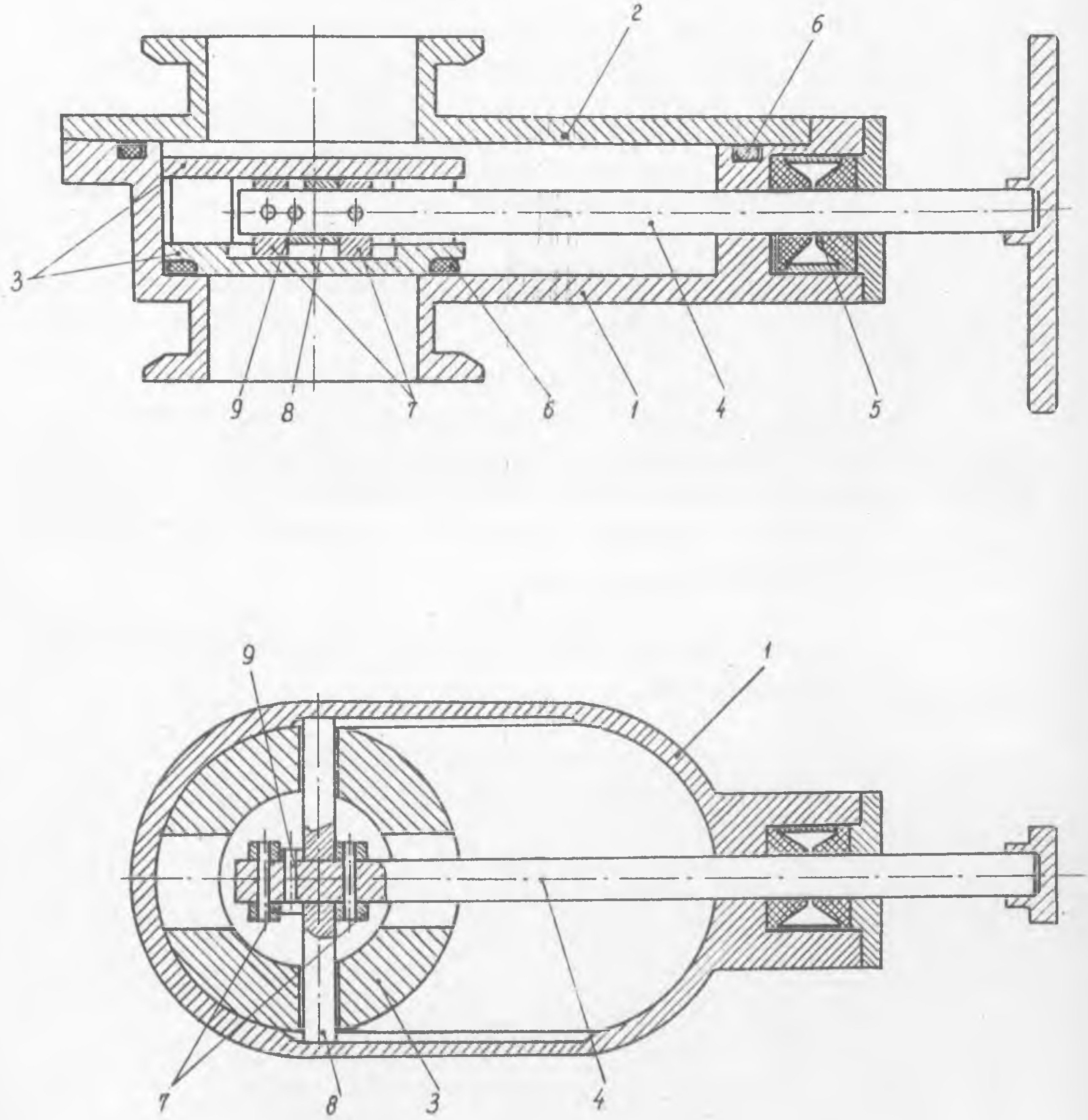
Összefoglalás

10^{-6} torr nyomásig jól használható vákuum tolózárakat készitettünk 20, 32 és 40 mm belső átmérővel, valamint vákuum könyökszelepeket,10 és 20 mm belső átmérővel.

Na atomi nivók élettartamának méréséhez atomsugarat előállitó vákuumrendszert épitettünk. Eközben szükség volt egy olyan vákuumszelepre, amely 32 mm átmérőjü egyenes szabad nyilást, ill. 1 atm. és 10^{-6} torr között biztos lezárást tud létesiteni.

Mivel az általunk épitett vákuumrendszerben olajdiffuziós szivattyut alkalmaztunk, a szelep főanyagául a fredál ötvözetet választottuk, kivéve a mozgó, surlódó alkatrészeket, amelyek többféle acélötvözetből készültek a kopás és berágódás elkerülésére /lásd 1. ábra/. A zárás, ill. nyitás a tengely 180°-os elforgatása, majd a szelep tányérjának tengelyirányu eltolása, majd 180°-os visszaforgatása utján történik.A tengely elforgatásakor a hozzáerősitett excentergyürük a szeleptányért a szelepnyilástól ill. a szelepház lapjától elemelik és igy, mikor a tengelyt axiálisan elmozgatjuk, a szeleptányér szabadon fut, ill. a szelepház oldalán lévő két horonyban futó vezetőléc vezeti. A szelep zárásakor, ill. nyitott állapotban való arretálásakor ez a vezetőléc a szelepház falában lévő horonynak támaszkodik,és annak adja át a szeleptányér, ill. az excentergyürük tengelyre merőleges irányu feszitő erejét. Ez biztositja a tengely kizárólag axiális,ill. torziós igénybevételét. A 180°-nál nagyobb elforgatást a tengelyen levő határoló csap akadályozza meg.

A szelep külső méretei sokkal kedvezőbbek, mint az azonos teljesitményü, ill. azonos átmérőjü, de derékszögben tört Leybold gyártmányu szelepeké, amint ez a 2. ábrán igen szemléletesen látszik.



1. ábra

1/ szelepház (fredál; ö Al-Si 9-Mg)
2/ szelepfedél (fredál ö Al-Si 9-Mg)
3/ szeleptányér (acél A 3412)
4/ tengely (acél; W 10)
5/ szimmerring /gumi/
6/ tömítő gyűrűk /gumi vagy vitilán/
7/ /a zárást-nyitást biztosító/ excenter gyűrűk (acél; A 60 11)
8/ vezetőléc (acél; A 34 12)
9/ határoló csap (acél; W 10)

Elkészitettük ezt a szeleptipust 20, ill. 40 mm szabad belső átmérővel is. A méreteknek a Leybold-tipusokkal való összehasonlitása ebben az esetben is részünkre kedvező eredményt szolgáltat /3. ábra/.

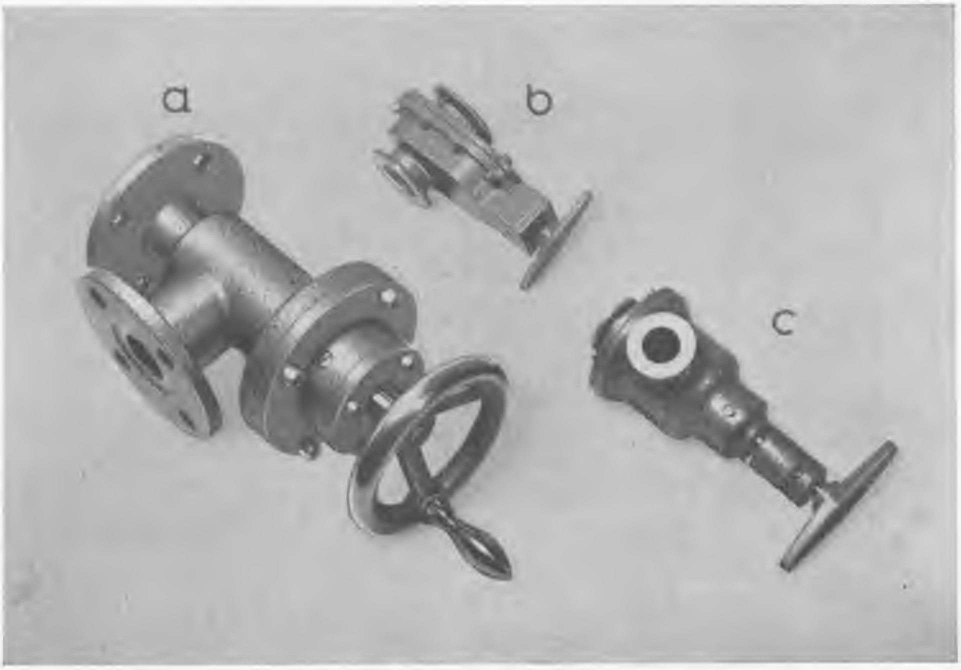
Hasznosnak mutatkozott 10 és 20 mm átmérőjü szabad nyilás mellett a derékszögben tört szelepek prototipusainak házi elkészitése is, mivel ezek kevésbé munkaigényesek, és amellett igen sok helyen alkalmazhatók /elővákuumszelep, levegőzés, stb./.

Szerkezetük és müködésük azonos a megfelelő méretü Leybold-féle szelepekével, külső geometriai méretük azonban kisebb /lásd 4. ábra, a, b/.

A vákuumrendszerhez való csatlakoztatást minden esetben a Leybold cég által szabványositott gyors csatlakoztató bilincsek és vezetőgyürük segitségével oldottuk meg, sőt ezt a rendszert, melyet a Leybold csak 32 mm átmérőig enged meg, mi sikerrel alkalmaztuk 40 mm átmérőjü szabad nyilás mellett is.

Köszönetet mondunk Kallós Jánosnak a szelepek prototipusainak igen gondos elkészitéséért.

Érkezett: 1965. okt. 6.
KFKI Közl. 14.évf. 3.szám, 1966.



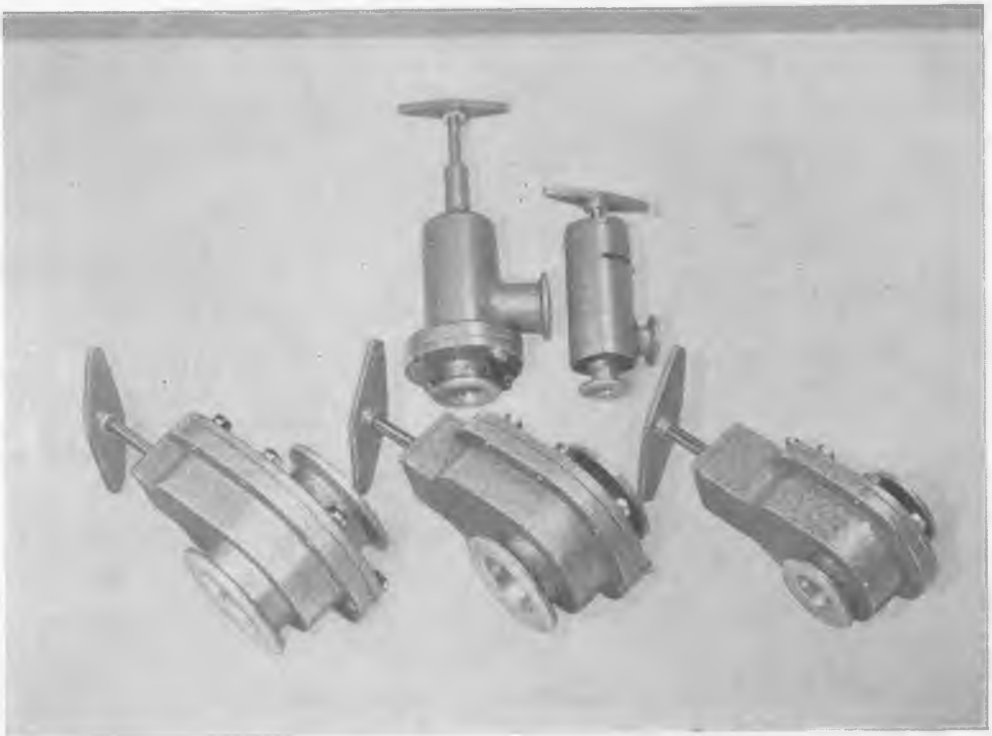
2. ábra

a) Leybold szelep ∅ 32 mm
b) Tolózár ∅ 32 mm
c) Leybold szelep ∅ 20 mm

3. ábra

Vákuum tolózárak

a) ∅ 40 mm
b) ∅ 32 mm
c) ∅20 mm



4. ábra

A JELALAKDISZKRIMINÁCIÓ ÁLTAL NYERHETŐ INFORMÁCIÓ SZÁMITÁSA ÉS ÉRTÉKELÉSE

Irta: Kiss Gábor

Összefoglalás

A szcintillációs jelalak eltéréseinek kimutatása a különböző időközök alatt begyüjtött töltésmennyiség alkalmasan sulyozott különbségével történik. A különbségi jel nagysága és szórása a szcintillátor jellemzőitől, a válogatókör megválasztásától és beállitásától függ. A dolgozat ezeket az összefüggéseket határozza meg, és rámutat néhány egyszerü felhasználási lehetőségre.

A szcintillációs jelalak a szerves szcintillátorok egy jelentős csoportjánál függ a gerjesztő részecske tipusától. Stilben kristálynál az időanalizátoros mérés [1] azt mutatta, hogy a fényhozam két szakaszra - egy gyorsra /~ 20 nsec-ig/ és egy lassura /~ 75 μsec-ig/ - bontható. Bár a lassu szakasz nem exponenciális, jellege részecsketipustól független, azonos fénykeltési mechanizmus eredője. Az egyes szakaszok vagy komponensek relativ töltésmennyisége részecsketipusonként erősen változik, az első 20 nsec alatt érkezik be Compton - elektronoknál a teljes fényhozam 85 %-a, meglökött protonoknál 64 %-a és alfa részecskéknél 46 %-a. Figyelembevéve, hogy a fényhozam abszolut értéke az E energia függvénye, felirható, hogy

$$L(E) = F(E) + S(E) = f\,L(E) + s\,L(E) \qquad /1/$$

és

$$f_e = 0{,}85 \qquad f_p = 0{,}64 \qquad f_\alpha = 0{,}46$$

$$s_e = 0{,}15 \qquad s_p = 0{,}36 \qquad s_\alpha = 0{,}54$$

ahol L a teljes fényhozam töltésmennyisége

F és S a gyors és lassu komponens töltésmennyiségei

f és s a gyors és lassu komponensek részarányai.

/1/ kifejezés általános érvényünek mutatkozik a többi szerves szcintillátor esetében is. A szcintilláció mechanizmusára vonatkozó ismereteink alapján [2, 3] várható, hogy f és s értéke kis energiákon nem független az energia értékétől. Ettől azonban az esetek többségében eltekinthetünk, mert mint látni fogjuk, jelalakdiszkriminációról csak egy energiaküszöb felett beszélhetünk.

Különböző tipusu részecskék folytonos eloszlásu fényhozam spektrumainak átfedése gyakran nagymértékü. Gondoljunk pl. a Po-Be forrásra, amelyből a neutron részecskék mellett gamma sugárzás is távozik, ez a meglökött protonok és Compton-elektronok eredő spektrumát áttekinthetetlenül elbonyolitja. Válasszunk ki egy fényhozamot, amely E_e energiáju elektron vagy E_p energiáju proton részecskétől ered.

$$F(E_e)+S(E_e)=F(E_p)+S(E_p)=L\ .$$

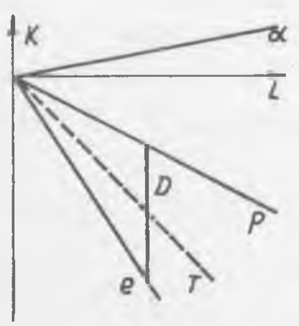
Ha a két fényhozam nagyságra meg is egyezik, az egyes komponensek aránya eltérő, és az eltérés nagysága

$$(f_e-f_p)/L=(s_p-s_e)L=qL\ .$$

Ez az eltérés jól kimutatható, ha esetenként képezzük a komponensek különbségét, az eredő nagysága részecsketipusonként más és más:

$$K_p=(s_p-f_p)L>K_e=(s_e-f_e)L\ .$$

Figyelembevéve a különböző fényhozamokat, az 1. ábrán látható képhez jutunk.



1. ábra

Általánosan érvényes, hogy a különbségek részecsketipusonként más és más egyenesek mentén helyezkednek el. Valójában ez csak akkor egyenes, ha f és s nem függ az energiától. E közelités jogossága viszont ennek alapján könnyen ellenőrizhető. Egy egyenespárhoz, legyen ez esetünkben $p-e$, két mennyiség rendelhető: az egyenesek távolsága

$$D=K_p-K_e=2qL$$

és középértékük

$$T=\frac{1}{2}(K_p+K_e)=\frac{1}{2}\left[(s_e+s_p)-(f_e+f_p)\right]L\ .$$

Az 1. ábrán az alfa részecskék szeparálása polaritások szerinti válogatássá redukálódott. Hasonlóan leegyszerüsödik a proton- elektron szétválasztás is, ha a proton gyors komponensét megfelelő mértékben csökkentjük: $T < 0{,}5\,D$

$$D_1 = [(s_p - \alpha f_p) - (s_e - \alpha f_e)]L = (1+\alpha)\,qL\,. \qquad /2/$$

Az egyenesek egymástól való távolsága függ a csökkentés mértékének, α -nak nagyságától:

$$T_1 = \frac{1}{2}[(s_p - \alpha f_p) + (s_e - \alpha f_e)]L = \frac{1}{2}[(s_e + s_p) - \alpha(f_e + f_p)]L\,. \qquad /3/$$

Gyakori, hogy a lassu és gyors komponensek különbsége helyett a teljes fényhozam és a gyors komponens különbségét állitják elő. Ekkor a teljes fényhozam csökkentendő:

$$D_2 = [(\alpha - f_p) - (\alpha - f_e)]L = qL\,. \qquad /4/$$

Az egyenesek egymástól való távolsága nem függ α választásától:

$$T_2 = \frac{1}{2}[(\alpha - f_p) + (\alpha - f_e)]L = [\alpha - \frac{f_e + f_p}{2}]L\,. \qquad /5/$$

A különbségek az 1. ábrán látható egyenesek körül valószinüségi eloszlást mutatnak, mivel az egyes komponensek nagysága statisztikus szórást mutat. Általában a fotoelektronok véges számát szokták a szórás okaként megjelölni, és a valószinüségi eloszlást Poisson-jellegünek veszik. Ez, mint [4] -ben is megmutatták, csak közelitően igaz, de a számolást nagymértékben egyszerüsiti. Ha a fényhozam és a fotoelektron szám közt a következő összefüggés áll fenn: $L = \beta N$, akkor a D_1 és D_2 szórásnégyzete

$$\sigma_{D1}^2 = \beta^2 N[\alpha^2(f_e + f_p) + s_e + s_p] \qquad /6/$$

$$\sigma_{D2}^2 = \beta^2 N[\alpha^2(s_e + s_p) + (1-\alpha)^2(f_e + f_p)]\,. \qquad /7/$$

Az utóbbi esetben figyelembe vettük, hogy a gyors komponens a teljes fényhozamban már egyszer szerepelt, és igy nem tekinthető függetlennek.

A relativ hiba $\frac{\sigma_D}{D}$ értéke függ α megválasztásától. Nyilvánvaló, hogy minél kisebb a relativ hiba, a válogatás biztonsága annál nagyobb, ezért érdemes α értékét optimalizálni.

$$\frac{d(\frac{\sigma_D}{D})}{d\alpha} = 0$$

feltételből $\sigma_{D1}/D1$ esetre Varga László [5] végezte el a számolást $T_1 = 0$ eredménnyel. $\sigma_{D2}/D2$ esetén hasonló eredmény adódik: $T_2 = 0$. Az optimális α értékkel számolt kétfajta relativ hiba azonos eredményre vezetett:

$$\frac{\sigma_{D1}}{D1} = \frac{\sigma_{D2}}{D2} = \frac{1}{\sqrt{2N}} \frac{1}{q} \sqrt{(f_e+f_p)(s_e+s_p)} . \qquad /8/$$

A válógatókörök felbontóképessége nem függ a különbségképzés módjától.

A relativ hiba értéke függ a fényhozam nagyságától is. A

$$\frac{2\sigma_D}{D} = 1$$

összefüggéshez tartozó fényhozamnál a különbségi jelek eltérése és a kétszeres szórás egymással egyenlő. Megállapodhatunk abban, hogy ezt a fényhozamot fogadjuk el a szétválogathatóság alsó határaként:

$$L_{min} = \frac{2\beta}{q^2}(f_e+f_p)(s_e+s_p) .$$

Legyen a minimális fényhozamnak megfelelő elektron, illetve proton energia $E_{e\,min}$, illetve $E_{p\,min}$. Ha feltételezzük, hogy az elektronok esetén a fényhozam arányos az energiával, $L_e = \gamma E_e$, úgy felirható a következő összefüggés:

$$E_{e\,min} = \gamma^{-1} L_{min} . \qquad /9/$$

Eddig hallgatólagosan feltételeztük, hogy az elektronika a töltéseket maradéktalanul begyüjti, másszóval a begyüjtési időállandónk végtelen. A gyakorlati megvalósitás ettől természetszerüen messze van, ezért az egész folyamatot időbeli függésében kell vizsgálnunk. A számitások során tisztázni szeretnénk, hogy korábbi eredményeink milyen feltételek mellett használhatók.

A folyamatok időbeliségét elsősorban a fényhozam időbeli alakulása szabja meg. A gyakorlat által használt időintervallumban a fényhozam

$$i(E,t) = a(E)e^{-\frac{t}{\tau_1}} + b(E)e^{-\frac{t}{\tau_2}} \qquad /10/$$

formulával közelithető [6] , ahol

$$a(E)\tau_1 = F(E) \qquad b(E)\tau_2 = S(E) .$$

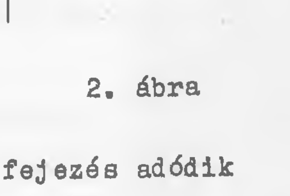
Az RC körön megjelenő feszültség ilyenkor

$$u_L(t) = \frac{RC}{RC-\tau_1}\,\frac{F}{C}\left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}}\right) + \frac{RC}{RC-\tau_2}\,\frac{S}{C}\left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right) . \qquad /11/$$

Amennyiben egy RC körre a két komponens töltésmennyiségének különbségét vesszük, vagy a két azonos RC időállandóju körön létrejött feszültségek különbségét képezzük, a különbségi jel

$$\Delta U_K(t) = \frac{RC}{RC-\tau_2}\,\frac{S}{C_b}\left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right) - \frac{\alpha RC}{RC-\tau_1}\,\frac{F}{C_a}\left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}}\right) \qquad /12/$$

alaku, és a felirásban figyelembe vettük azt, hogy a kapacitások nem szükségszerüen azonosak az RC időállandón belül. Az RC értékétől függően két szélső eset különböztethető meg. Ha $RC > \tau_2$, eredményeink megközelitik az időfüggetlen esetet. Ugyanis bizonyos idő elteltével a /12/ jobboldalán csak az RC -t tartalmazó exponenciálisak lesznek számottevők, és ettől kezdve beállitható a $T_1 = 0$ állapot. A különb - ségi jelek időfüggését ilyen esetre a 2. ábra mutatja be.



2. ábra

A különbséget a görbék rögzitett időpontban vett értékei szolgáltatják:

$$\alpha\frac{F_e}{C_a} - \frac{RC}{RC-\tau_2}\,\frac{S_e}{C_b} = -\alpha\frac{F_p}{C_a} + \frac{RC}{RC-\tau_2}\,\frac{S_p}{C_b}$$

feltételből

$$\alpha = \frac{C_a}{C_b}\,\frac{RC}{RC-\tau_2}\,\frac{S_e + S_p}{F_e + F_p} . \qquad /13/$$

A különbségi jelek eltérésének a következő kifejezés adódik

$$\Delta U_D(t) = \frac{F_e + F_p}{C_b}\left[\alpha\frac{C_b}{C_a}\left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}}\right) + \frac{RC}{RC-\tau_2}\left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right)\right] . \qquad /14/$$

Formálisan nézve /11/ és /14/ csak a komponensek arányában különbözik. Mig a komponensek aránya /11/-ben f/s , addig /14/-ben /13/ felhasználásával$(s_e+s_p)/(f_e+f_p)$. Ez az eltérés erősen befolyásolhatja a görbék maximum helyeit. Ha $f/s > 1$, az egyik maximum τ_1 , a másik maximum τ_2 nagyságrendjébe esik. Párhuzamot vonhatunk /14/ és /2/ között is, mindkettő arányos $(F_e - F_p)$ értékével,és még az arányossági tényező $(\alpha+1)$ jellege is megmarad, ha csak az RC -t tartalmazó exponenciális tagokat vesszük figyelembe.

A τ_2 -t tartalmazó exponenciális tag elhanyagolása természetesen csak valamilyen hibával történhet. E hiba relativ nagysága M -nél akkor lesz kisebb, ha a mintavétel $t = x\tau_2$ időpontja kielégiti a következő egyenlőtlenséget:

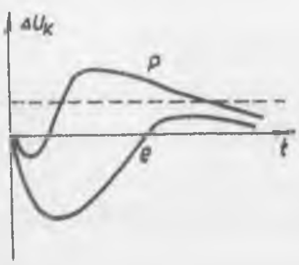
$$\left(\alpha \frac{C_b}{C_a} \frac{RC-\tau_2}{RC} + 1\right)^{-1} e^{-x\left(1-\frac{\tau_2}{RC}\right)} < M \, . \qquad /15/$$

Az első tényező értéke mindenképp kisebb egynél.

Egészen eltérő eredményt kapunk, ha $RC \sim \tau_2$. /12/ egyenlet jobboldalán az első tag alakja megváltozik:

$$\lim_{RC \to \tau_2} \frac{RC}{RC-\tau_2} \frac{S}{C_b} \left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right) = \frac{S}{C_b} \frac{t}{\tau_2} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \, .$$

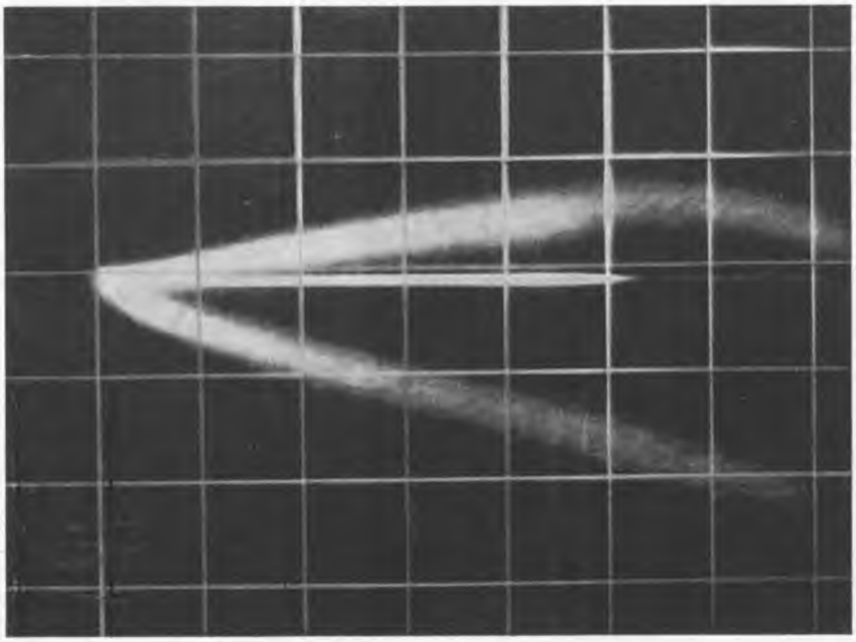
Ezzel a lassu komponens nagysága erősen lecsökken, mig a gyors komponens csak kevéssé változik. A lassu komponens viszont az idő mulásával erősödni fog a gyorshoz képest, eredőül a 3. ábrán látható képhez jutunk.



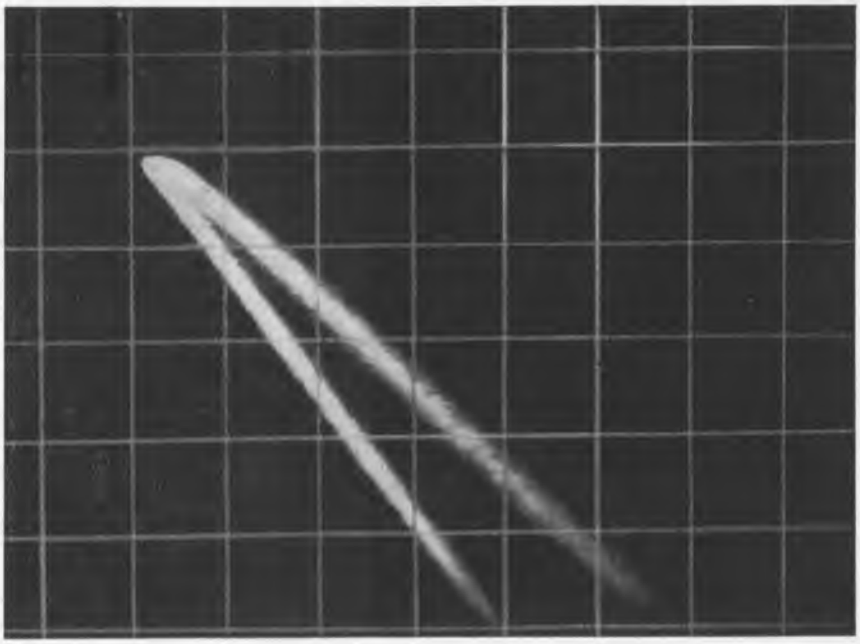
3. ábra

Ilyenkor is felhasználhatjuk a bizonyos idő elteltével megjelenő lassu szakaszt, de $T_1=0$ beállitásra nincs lehetőség. Igy energiafüggetlen diszkriminációs szint /szaggatott vonallal jelölve/ nem választható.

Tegyük most vizsgálat tárgyává a különbségképzés másik módját, amikor a teljes fényhozamból vonjuk ki a gyors komponenst. A különbségi jel ilyenkor



4. ábra



5. ábra

$$\Delta U_K(t) = \frac{\alpha' RC}{RC-\tau_2}\,\frac{S}{C_b}\left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right) - \left(1-\alpha'\frac{C_a}{C_b}\right)\frac{RC}{RC-\tau_1}\,\frac{F}{C_a}\left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}}\right)$$

alaku. Ha kiemeljük a jobboldalon α' -t, és elvégezzük az

$$\frac{1}{\alpha'} - \frac{C_a}{C_b} = \alpha$$

helyettesitést, a zárójelen belül /12/ jobboldala marad. Igy az előző eredmények közül a relativ jellegü /15/ változatlanul érvényes. A különbségi jelek időfüggése $RC > \tau_2$ esetén jellegében megegyezik a 2. ábrán látható görbékkel. Vigyük e különbségi jeleket egy oszcilloszkóp függőleges eltéritő lemezeikre és a teljes fényhozammal arányos jelet a vizszintes eltéritő lemezekre, továbbá gondoskodjunk arról, hogy a fénynyaláb csak $t_0 \approx RC$ időpillanatban gyúljon ki egy rövid időre, ekkor a $K - L$ függés jelenik meg az oszcilloszkóp ernyőjén, és ez 1. ábrától csak abban különbözik, hogy $\alpha \neq 1$. Bemutatóul szolgáljon a 4. ábrán látható kép, mely a [7] alatt közölt összeállitással készült.

A bemutatott felvétel $Po-Be$ forrással gerjesztett stilben kristályra vonatkozik. A felfelé haladó görbét alkotó pontok elektronoktól származnak, a lefelé haladó görbe pontjai viszont protonoktól. E görbék jó közelitéssel egyeneseknek tekinthetők: a nagyenergiáju elektronok elhajlása már a multiplier tértöltésével magyarázható. Az ábrán látható vizszintes vonal a kb. 1 MeV energiáju elektron fényhozamát adja meg vonatkoztatási értékül. Az $RC > \tau_2$ esetben és olyan időpontokban, amikor már csak az RC -t tartalmazó exponenciálissal kell számolnunk, a különbségi jelek eltérése

$$\Delta U_D(t) = \frac{F_e - F_p}{C_b}\left[\alpha'\left(\frac{RC}{RC-\tau_2} - 1\right) + \frac{C_b}{C_a}\right] e^{-\frac{t}{RC}} \quad . \qquad /16/$$

Ha U_D értékét függetlennek tekintjük α választásától, az igy elkövetett relativ hiba nagyságrendje

$$\frac{\tau_2}{RC - \tau_2} \quad . \qquad /17/$$

Ha csak annyiban módositjuk az előző összeállitást, hogy a függőleges eltéritő lemezpárra a gyors komponenseket kapcsoljuk, az oszcilloszkóp ernyőjén az $F - L$ összefüggés jelenik meg /lásd 5. ábra/.

Várható, hogy a 4. és 5. ábrán látható egyenesek azonos fényhozamoknál vett távolságai közel azonosak lesznek, és relativ eltérései /17/ által adott nagyságrendbe esnek. A [7] alatt közölt válogatókör esetén e relativ hiba kisebb 5 %-nál, és ez az eredményekkel jó összhangban áll.

A /15/ és /17/ feltételek a válogatókör tervezésénél csak akkor jelentenek megkötést, ha olyan speciális igény vetődik fel, hogy a komponensek részarányából a válogatóköri jellemzőkre szeretnénk következtetni vagy megforditva. Az ilyen igény jogosultságát és az alkalmasan tervezett válogatókör segitségével nyerhető információkat példák kapcsán mutatjuk be.

A komponensek részarányára vonatkozó ismereteink korántsem egyértelmüek. Bár a stilben a leggyakrabban használt szerves jelalakdiszkriminációs szcintillátor, az egyes komponenseinek részarányai ma is tisztázatlanok [8] .

Ugyanakkor a jelalakdiszkriminációs gyakorlatban bevált oszcilloszkópos megjelenitési módszer segitségével könnyen előállithatók a gyors komponensek (F) teljes fényhozamtól (L) való függését ábrázoló, részecsketipusonként szétváló görbék /Lásd 5. ábra/.

Ha figyelembevesszük az elektronika által okozott alapszint kivonást, a gyors komponensek aránya rögzitett fényhozamnál állandónak tekinthető, és értéke

$$\left(\frac{F_e}{F_p}\right)_L = \frac{f_e}{f_p} = \frac{1-s_e}{1-s_p} \qquad /18/$$

összefüggésbe hozható más mérések eredményeivel.

Vizsgáljuk meg, milyen következtetésekre juthatunk a 4. ábrán látható kép felhasználásával. A szétváló egyenesek közti távolság $D = (f_e - f_p)L$ egymagában még kevéssé használható, de ha két különböző szcintillátorral hasonló beállitás mellett /α állandó/ készült felvételeken a középtengelyek eltérését is mérjük:

$$G = T - T' = \frac{1}{2}\left[(f_e + f_p) - (f_e' + f_p')\right] L ,$$

az egyik szcintillátor f_e és f_p paramétereinek ismeretében a másik f'_e és f'_p paraméterei kiszámithatók:

$$(f'_e + f'_p) = (f_e + f_p) - 2(f_e - f_p)\left(\frac{G}{D}\right)_L$$

és

$$(f'_e - f'_p) = (f_e - f_p)\left(\frac{D'}{D}\right)_L \; . \qquad /19/$$

A szcintillátorok jelalakdiszkriminációs felbontóképességének számszerü meghatározása meglehetősen bonyolult [9] . A /9/ alatt meglehetősen egyszerü formát kaptunk a minimális elektronenergiára. Segitségével szcintillátorok jelalakdiszkriminációs összehasonlitása a következő mennyiségek meghatározására vezethető vissza:

$$\frac{E'_{min}}{E_{min}} = \frac{L_o}{L'_o}\left(\frac{D}{D'}\right)^2_L \frac{f'_e + f'_p}{f_e + f_p} \; \frac{s'_e + s'_p}{s_e + s_p} = \frac{L_o}{L'_o}\left(\frac{D}{D'}\right)^2_L P \; , \qquad /20/$$

ahol L_o/L'_o az azonos energiáju elektronok által kiváltott fényhozamok aránya. Az előbbiek alapján az egész összehasonlitás, ha f_e és f_p ismert, két felvétel elkészitésére korlátozható. E felvételek a 4. ábrához hasonlóak: a $D(L)$ függést mutatják, és a vizszintes tengelyen egy adott, esetünkben kb. 1 MeV-es energiáju elektron fényhozama látható (L_o) . P meghatározására a következő kifejezés adódik:

$$P = \left[1 - 2\,\frac{f_e - f_p}{f_e + f_p}\left(\frac{G}{D}\right)_L\right]\left[1 + 2\,\frac{f_e - f_p}{s_e + s_p}\left(\frac{G}{D}\right)_L\right] ;$$

amennyiben $\left(\frac{G}{D}\right)_L = 0, \; P = 1$.

Eredményeink értékelésénél természetszerüen figyelembe kell venni, hogy elektronikánk a gyors és lassu komponens begyüjtését beállitásából adódó korlátok közé szoritja, és ez esetenként hamis információra vezethet.

I r o d a l o m

[1] Bollinger, L.M., Thomas, G.E.: Rev.Sci.Instr. 32, 1044, /1961/

[2] Birks, J.B.: IRE Trans. NS-7, No. 2-3, 2, /1960/
[3] Birks, J.B.: IRE Trans. NS-11, No. 3, 4, /1964/
[4] Horrochs, D.L.: Nucl. Instr. and Meth. 27, 253, /1964/
[5] Varga L.: Nucl. Instr. and Meth. 14, 24, /1961/
[6] Daehnick, W., Sherr, R.: Rev. Sci. Instr. 32, 666, /1961/
[7] Binder Gy., Kiss G.: Fizikai Folyóirat /megjelenés alatt/
[8] Owen, R.B.: IRE Trans. NS-9, No. 3, 285, /1962/
[9] Brooks, F.D., Pringle, R.W., Funt, B.L.: IRE Trans. NS-7, No. 2-3, 35, /1960/

Érkezett: 1965. okt. 19.
KFKI Közl. 14.évf. 3.szám, 1966

NITROZOVEGYÜLETEK REDUKÁLÁSA ÉS NÉHÁNY PIKRILHIDRAZIN SZÁRMAZÉK ELŐÁLLITÁSA

Irta: Heidt János, Gömbös Ernő[x] és Tüdős Ferenc[xx]

Összefoglalás

Nitrozovegyületeket redukáltunk $LiAlH_4$ -el. C -nitrozovegyületek azobenzollá redukálódnak, N -nitrozovegyületekből aszimmetrikus hidrazinok állithatók elő. Difenil-nitrozamin $LiAlH_4$ -es redukciója szobahőmérsékleten rendszerint difenilaminhoz vezet. Néhány aromás nitrozamint $LiAlH_4$ nagy feleslegével hidrazinná tudtunk redukálni anélkül, hogy szekunder aminok keletkeztek volna. Az aszimmetrikus hidrazinokból pikrilkloriddal difenilpikrilhidrazin-származékokat állitottunk elő, amelyek szabad gyökké oxidálhatók.

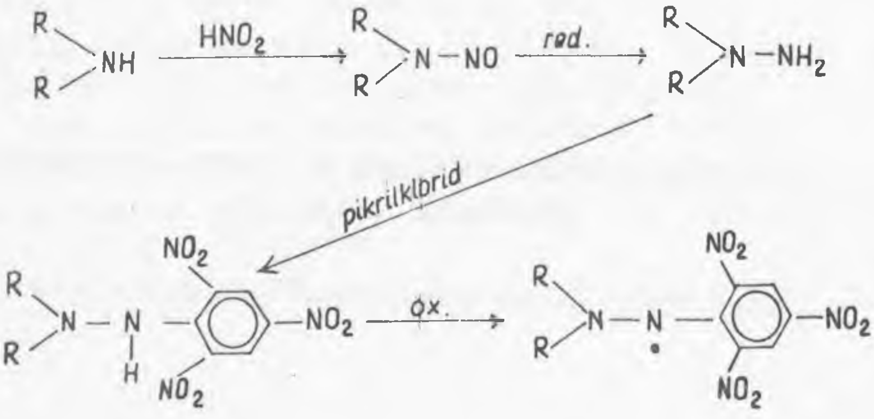
Goldschmidt és munkatársai a huszas évek elején állitották elő [1] a difenil-pikril-hidrazint /DPPH/, mely az eddig ismert legstabilabb szabad gyökök közé tartozik. Kevesebb nitro-csoportot tartalmazó hasonló tipusu szabad gyökök előállitásával Tüdős és munkatársai [2] foglalkoztak. Ismert szerkezetü szabad gyökök ESR spektrumának hiperfinom strukturájából értékes információkat kaphatunk a párositatlan elektron delokalizációjára vonatkozóan.

A DPPH tipusu szabad gyökök előállitásához a kiindulási vegyületek a szekunder aminok, melyekből /1/ szerint jutunk el a szabad gyökökhöz.

---

x/ Nehézipari Minisztérium

xx/ Központi Kémiai Kutató Intézet



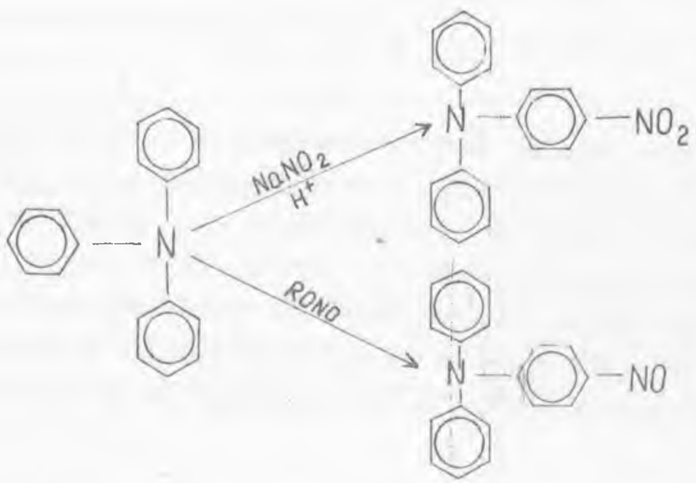
/1/

A nitrozaminok redukciója savanyu közegben, alacsony hőmérsékleten cinkkel terjedt el legjobban [7, 8] .

A módszer hátránya, hogy a redukció könnyen szekunder amin keletkezéséhez vezet, és gyakran a termelések sem kielégitőek, sőt egyes esetekben, mint pl. a fenil- β -naftil-nitrozaminnál, a kivánt hidrazint csak nyomokban tudták izolálni [5], és csak ujabban sikerült a redukciót 50-60 %-os termeléssel véghezvinni [15] .

Az aromás nitrozovegyületek jelentősége megnőtt, mert kitünt, hogy polimerizációs reakciókban igen jól használhatók inhibitorként [3], [12] .

Előállitásukra számos reakcióut ismeretes. Legáltalánosabban a megfelelő hidroxilaminok enyhe, ill. az aminok erélyesebb oxidációjával nyerhetők. Közvetlen nitrozálással csak fenolból és tercier aromás aminokból keletkeznek nitrozo vegyületek. A nitrozálás jellegzetes elektrofil szubsztitució. A hidroxil és dialkilamino-csoport erősen megnöveli p -helyzetben az elektronsürüséget, és ezzel lehetővé válik a nitrozo-csoport közvetlen bevitele a molekulába. A trifenilamin közvetlen nitrozálása nátriumnitrittel nem várt eredménnyel jár [16] , mivel főtermékként nitrovegyület keletkezik. A reakciókörülmények változtatásával /hőmérséklet, és oldószer/ nem sikerült olyan reakcióutat találnunk, mellyel főtermékként nitrozovegyület keletkezett volna. Ha azonban az alábbi /2/ reakcióegyenlet szerint a nitrozálást alkilnitritekkel végezzük, ugy főtermékként a várt nitrozovegyülethez jutunk [16] .



/2/

Szekunder aromás-aminok nitrozálásával N -nitrozovegyületeket /nitrozaminokat/ kapunk. Ezekből protonindukált intramolekuláris átrendeződéssel kvantitativ termeléssel p -nitrozoanilineket állithatunk elő.

Ilyen átrendeződést az N -nitrozo karbazolnál is megfigyelhetünk [11] . Sósavas éter hatására lassan 3-nitrozokarbazol keletkezik. Ezt az átrendeződést meg tudtuk gyorsitani azáltal, hogy az N -nitrozokarbazol alkoholos oldatába sósavgázt vezettünk. Az átrendeződés 1/2-1 óra alatt melegedés közben megy végbe, miközben az oldat a monomer - nitrozovegyületek jellemző zöld szinét veszi fel. Ez az átrendeződés jégecetben még melegen sem következik be, az N -nitrozo karbazol legegyszerübb előállitása jégecetben nátriumnitrittel történik [4] , és a termelés kvantitativ. Az N -nitrozo-karbazol alkoholos oldatban Zeidler [6] szerint tartós főzés hatására karbazollá alakul. Az -NO csoport eliminálódását már az ecetsavas savanyitás is jelentősen meggyorsitja.

Ekvimoláris mennyiségü pikrinsavval alkoholos oldatban egyszeri felfőzéssel a karbazol pikrátját kaptuk, amit a karbazolból előállitott pikráttal I.V.-spektrumuk alapján azonositottunk.

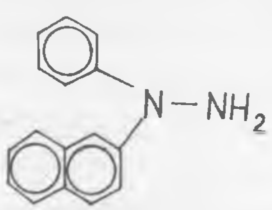
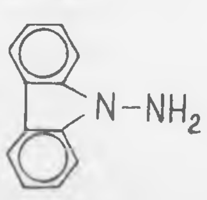
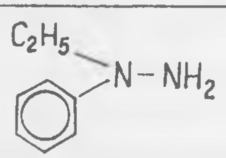
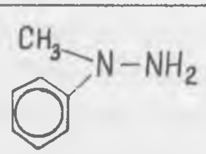
Nitrozovegyületek redukciója $LiAlH_4$ -el

A C -nitrozovegyületek $LiAlH_4$ -es redukciójával azobenzolokat kapunk. Oláh [10] szerint az azobenzolok további redukciója csak többórás forralással valósitható meg, de a folyamat katalitikus mennyiségü fémhaloidok hozzáadásával erősen meggyorsitható és igy a reakció 1-2 órára lecsökkenthető. p-nitrozó klórbenzol $LiAlH_4$ -es redukciója 80 % - ban p; p' -diklórazobenzolhoz vezetett. A redukciót szobahőmérsékleten 1 óra alatt hajtottuk végre.

A nitrozaminok nem minden esetben redukálhatók $LiAlH_4$-gyel hidrazinokká. A difenil nitrozamin $LiAlH_4$ -es redukciójára az irodalomban számos adat található. Schueler és munkatársai [9] difenilnitrozamin $LiAlH_4$ -es redukciójával főtermékként difenilamint kaptak. Poirier és munkatársai [17] 10°C alatti hőmérsékleten jó termeléssel állitottak elő 1,1-difenil hidrazint. 90% feletti termelést értek el azáltal, hogy $LiAlH_4$ számitott mennyiségét adták a nitrozovegyület éteres oldatához.

A difenilnitrozamin $LiAlH_4$ -es redukciójánál a reakciókörülmények jelentős szerepet játszanak a végterméket illetően. Igy pl. 90%-os termelést sikerült elérnünk azáltal, hogy szobahőmérsékleten számi-

1. táblázat

Vegyület	Op. ill. fp.	Kitermelés %
	73 b.	100
	150 b.	95
	116-117/12	85
	134-136/46	96

tott mennyiségü $LiAlH_4$ -hez a lehető leggyorsabban adtuk hozzá a difenil nitrozamin éteres oldatát. $LiAlH_4$ feleslegével a redukció difenilaminig megy [9]. Ezt a redukciós módszert kiterjesztettük más aromás nitrozaminokra is. Kitünt, hogy az N -nitrozo-karbazol, valamint az N -nitrozo fenil- β -naftilamin még $LiAlH_4$ nagy feleslegével sem redukálódik szekunder aminná. Az 1. táblázatban feltüntettük a $LiAlH_4$ -es redukcióval előállitott aszimmetrikus hidrazinokat.

A hidrazinokat hidroklorid vagy szabad bázis formájában Na_2CO_3 jelenlétében reagáltattuk pikrilkoriddal. Az előállitott pikrilhidrazin származékok a 2. táblázatban vannak feltüntetve.

2. táblázat

A vegyület neve	Op.	Termelés %		Analizis % C	H	N
9-pikrilaminokarbazol	246	90	sz t	54,96 54,72	2,82 3,08	17,80 17,85
N -fenil- N - β -naftil-N' pikrilhidrazin	159	96	sz t	59,32 59,19	3,39 3,48	15,72 16,04
N -metil- N -fenil- N' pikrilhidrazin	156	60	sz t	46,85 47,41	3,32 3,30	21,01 21,19
N -etil- N -fenil- N' pikrilhidrazin	61	80	sz t	48,41 48,62	3,77 3,84	20,16 19,86
N,N -dietil- N' -pikrilhidrazin	128	87,5	sz t	40,13 40,49	4,38 4,43	23,40 23,50

A 2. táblázatban szereplő hidrazin-származékok oxidációjáról és a gyökök ESR spektrumáról külön közleményben számolunk be.

Kisérleti rész

9-nitrozo-karbazol előállitása [4]

33,4 g karbazolt /0,2 m/ 250 ml jégecetben melegen feloldottunk és 17 g $NaNO_2$ tömény vizes oldatát csepegtettük hozzá. Egy órán át tovább keverve szürtük, vizzel mostuk. A termelés kvantitativ. Alkoholból átkristályositva o.p. 80-81°.

Karbazol pikrát előállitása N -nitrozo-karbazolból.

1,96 g /0,01 m/ N -nitrozo karbazolt 2,29 g /0,01 m/ pikrinsavval 100 ml alkoholban melegitéssel feloldottunk. Lehülés után a narancsvörös oldatból tüs kristályok váltak ki. A kristályokat leszürtük, alkohollal mostuk és benzolból átkristályositottuk. o.p. 190 - 191°C, azonos a karbazolból nyert pikrát olvadáspontjával. Keverék o.p. depressziót nem ad.

Analizis: $C_{18}H_{12}N_4O_7$

	sz	t
C	86,18	86,30
H	5,42	5,35

9-amino-karbazol előállitása.

4,8 g N -nitrozo-karbazolt /0,025 m/ 80 ml száraz éterben oldottunk és 20-24°C-on hozzácsepegtettük 3 g $LiAlH_4$ /0,08 m/100 ml éteres szuszpenziójához. Egy órán át szobahőmérsékleten tovább kevertük, vizes éterrel, majd vizzel megbontottuk, éterrel extraháltuk. Az éteres oldatot Na_2CO_3 -on száritottuk. Az éter lehajtása után 4,4 g fehér tüs kristályok maradtak vissza. Alkoholból átkristályositva o.p. 150-152°C.

Analizis: $C_{12}H_{10}N_2$

	sz	t
C	79,09	79,37
H	5,47	5,60

1-fenil-1- β -naftilhidrazin előállitása.

3 g $LiAlH_4$ 50 ml éteres szuszpenziójához 4,98 g N -nitrozo-N -fenil- β-naftilamin /0,02 m/ 150 ml éteres oldatát csepegtettük. A szokásos feldolgozás után gyengén vöröses olaj maradt vissza, mely bedermedt. Szürtük, petroléterrel mostuk. Gyengén sárgás kristályok, o.p. 72-73°C. Sósavas sója 145-150°C körül lila szinnel bomlik.

Analizis: $C_{16}H_{14}N_2 HCl$

	sz	t
C	70,97	70,69
H	5,58	5,64

1,1-dietil-2-pikril-hidrazin előállitása.

8,4 g 1,1-dietil-hidrazint /0,96 m/ és 23,8 g pikril-kloridot /0,096 m/ nátriumkarbonát jelenlétében 200 ml abs. alkoholban 2 órán át visszafolyattuk. A kivált csapadékot szürtük és vizzel mostuk. 25 g /87,5%/ narancssárga csapadékot kaptunk, acetonból átkristályositva o.p. 128°C.

p - nitrozó-trifenilamin előállitása.

6,12 g /0,025 m/ trifenilamint 30 ml sósavval telitett alkoholban szuszpendáltunk és -10°C-on hozzácsepegtettünk 3,2 g /0,027 m/ izoamilnitritet. Keverés közben szobahőmérsékletre melegedett. A kivált csapadékot szürtük, vizzel mostuk; 6 g barna csapadékot kaptunk, metanolból átkristályositva o.p. 119-120°C.

Analizis: $C_{18}H_{14}N_2O$	Nsz	t
	010,22	10,72

p -nitro-trifenilamin előállitása.

2,45 g /0,01 m/ trifenilamint 80 ml sósavas alkoholban szuszpendáltunk és -10°C-on hozzácsepegtettük 0,69 g /0,01 m/ nátriumnitrit tömény vizes oldatát. Miután a reakcióelegy szobahőmérsékletre melegedett, vizbe öntöttük és a levált sárga csapadékot szürtük. 2,7 g sárga, kevés barna nitrozovegyülettel szennyezett csapadékot kaptunk. Jégecetből átkristályositva o.p. 140°C.

p -nitrozo-klórbenzol redukálása.

7,4 g $LiAlH_4$ 50 ml éteres szuszpenziójához 5,6 g nitrozo-klórbenzol 200 ml-es éteres oldatát csepegtettük szobahőmérsékleten és 1 órán át tovább kevertük. A feles $LiAlH_4$ megbontása után éterrel extraháltuk, majd vizzel, hig sósavval és ismét vizzel mostuk. Szárítás és az éter elhajtása után 3,5 g narancssárga tüket kaptunk. Acetonból átkristályositva o.p. 183-184°C.

Analizis: $C_{12}H_8Cl_2N_2$		sz	t
	C	57,39	57,16
	H	3,22	3,51

Irodalom

[1] Goldschmidt, S., Renn, K.: Ber 55, 628 /1922/

[2] Tüdős F., Azori M., Varsányi Gy., Holly S.: Acta Chim. Acad. Sci. Hung. 33, 433 /1962/

[3] Tüdős F., Kende I., Heidt J.: Nitrogén Sympozium, Varsó 1963

[4] Wieland, H., Süsser, A.: Annalen 392, 182

[5] Graziani, F., Bovini, F.: Atti della Reale Academia dei Lincei /Rendiconti/ /5/ 22, II. 40.
/Beilstein's Handbuch der O. Chem. XV. I. 181/
Gaz. Chim. Ital 43, II. 674

[6] Zeidler, O.: Analen 191, /1878/

[7] Fischer, E.: Annalen 190, 175 /1878/

[8] Fierz-David, H.E., Blangey, L., Kaul, H.: Helv. Ch. A. 29, 1765 /1951/

[9] Schueler, F.W., Hanna, C.: J. Am. Chem. Soc. 73, 4996 /1951/

[10] Olah, G.A.: J. Am. Chem. Soc. 81, 3165 /1959/

[11] DRP. 134983

[12] Tüdős F., Kende I., Heidt J.: Vegyészkonferencia, Veszprém 1962

[13] Poirier, R.H., Benington, F.: J. Org. Chem. 19, 1157 /1954/

[14] Gömbös E., Heidt J., Erő J.-né, Tüdős F.: Vegyészkonferencia, Sopron 1965

[15] Matevoszjan, P.O., Ctaskov, L.J.: Zsur. Obscsej. Himii.33, 3907 /1963/

[16] Piccard, J.: Ber. 59,1653 /1926/

[17] Poirier, R.H., Benington, F.: J. Am. Chem. Soc. 74, 3192 /1952/

Érkezett: 1966. jan. 18.

KFKI Közl. 14.évf. 3.szám, 1966.