

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

B. Urgošík

Omegatron - vysokofrekvenční hmotový spektrometr

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 4 (1959), No. 4, 449--460

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137734>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1959

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# OMEGATRON — VYSOKOFREKVENČNÍ HMOTOVÝ SPEKTROMETR

B. URGOŠŤK, *katedra elektroniky a vakuové fyziky mat.-fys. fak. KU*

*Je popsána činnost ideálního omegatronu a podán přehled některých experimentálních systémů, jejich konstrukční a provozní vlastnosti. Pomocí charakteristik je provedeno porovnání činnosti ideálního a experimentálního omegatronu.*

## Úvod

Hmotový spektrometr je přístroj, který vyděluje ze směsi izotopů atomů různých prvků nebo molekul, jen částice se stejnou hmotou (resp. stejným spec. nábojem) a podává informaci o kvantitativním zastoupení těchto částic v směsi. Analýza hmot se provádí s částicemi v ionisovaném stavu v různě kombinovaných elektrických a magnetických polích. Vzhledem k důležitosti těchto přístrojů bylo od začátku tohoto století vyvinuto mnoho systémů. Z hlediska funkční závislosti elektrického pole na čase lze hmotové spektrometry rozdělit na statické a dynamické; v prvním případě je elektrické pole konstantní, v druhém střídavé, obvykle vysokofrekvenční.

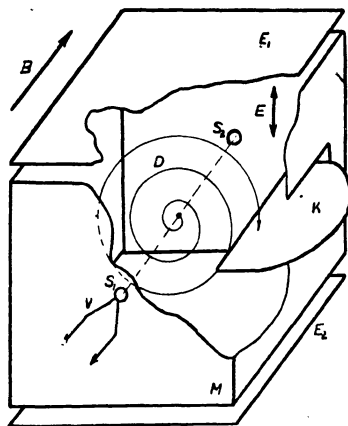
Vysokofrekvenční hmotové spektrometry [1] došly poslední dobou značného rozšíření díky své konstrukční jednoduchosti, lehké vakuové zvládnutelnosti a širokému oboru aplikací. V článku je popsán jeden z nejnovějších typů vysokofrekvenčních hmotových spektrometrů, omegatron, realizovaný poprvé autory Sommerem, Thomasem a Hipplem [2] v roce 1949. Omegatron, využívá rozlišivacích vlastností zkříženého homogenního magnetického a vysokofrekvenčního elektrického pole, dosahuje poměrně dobré rozlišovací schopnosti. Jak svědčí četné publikace, omegatron se dnes hojně užívá jak přímo k analýze hmot a měření parciálních tlaků v oboru vysokého vakua, tak i k měření některých atomových konstant. Původně byl omegatron zkonstruován pro měření Faradayova náboje.

## Princip činnosti omegatronu

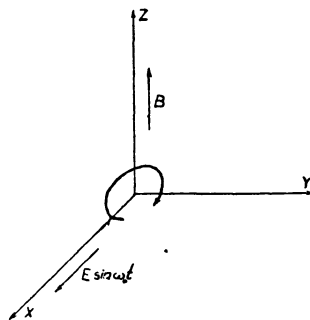
Analýsační systém omegatronu tvoří dvě planoparalelní vysokofrekvenční elektrody (obr. 1), umístěné v homogenním magnetickém poli, kolmém na elektrickém pole mezi elektrodami. Pracovní prostor systému je odstíněn od vnějších elektrických polí stínící krabičkou. Spodní a vrchní stěna krabičky je nahrazena vysokofrekvenčními elektrodami. V přední a zadní stěně krabičky jsou malé kruhové štěrbin. Před první štěrbinou je umístěno vlákno katody (někdy se mezi ně vkládá mřížka), za druhou štěrbinou je kolektor elektronů ve formě ploché elektrody. Iontový kolektor je vložen do pracovního prostoru podélnou štěrbinou buď v jedné z vysokofrekvenčních elektrod anebo v bočné stěně krabičky. Takto upravený systém se zatavuje do skleněné baňky a vkládá se mezi pólové nástavce magnetu. Baňka se systémem se vakuově těsně přitaví k vakuové aparatuře.

Činnost omegatronu, značně připomínající činnost cyklotronu, je tato: Ionisující elektrony, emitované ze žhavé katody, jsou fokusovány v úzký svazek magnetickým polem, v jehož směru jsou urychlovány kladným potenciálem stínící krabičky (v prostoru mezi katodou a přední stěnou krabičky). První štěrbinou v krabičce vniká elektronový svazek do pracovního prostoru, druhou ho opouští a dopadá na elektronový kolektor (anodu). Podél dráhy svazku se vytvoří ionty, které jsou urychlovány střídavým elektrickým polem mezi vysokofrekvenčními elektrodami. Působením magnetického pole se dráhy iontů zakříví. Je-li kruhová frekvence střídavého elektrického pole rovna kruhové cyklotronové frekvenci dané vztahem  $\omega = eB/M$  (kde  $e$  je náboj iontu,  $B$  indukce mag-

netického pole a  $M$  hmota iontů), pak ionty s daným poměrem  $e/M$  budou urychlovány po spirálových drahách, až dopadnou na kolektor. Ionty s poměrem různým od  $e/M$  zpočátku získají energii, potom ji ztratí a budou vrženy opět do počátku. A tak při vhodné vzdálenosti iontového kolektoru od osy přístroje tyto ionty na kolektor nedopadnou. V prvním případě při konstantní elektronové emisi množství iontů dopadlých na kolektor je úměrné množství částic s hmotou  $M$  v daném objemu (nadále budeme předpokládat stejný stupeň ionisace u všech částic) a iontový proud se tak stává měrou kvantitativního zastoupení částic s hmotou  $M$  ve směsi. Při fixovaném magnetickém poli je pak možné změnou frekvence vloženého elektrického pole uvést postupně do resonance ionty různých hmot a získat tak hmotové spektrum směsi.



Obr. 1.



Obr. 2.

Obr. 1. Analýzační systém omegatronu.  $B$  směr magnetického pole,  $E$  směr elektrického pole,  $E_1, E_2$  planoparalelní vysokofrekvenční elektrody,  $M$  stínící kovová krabice,  $V$  vlákno katody,  $K$  iontový kolektor,  $s_1, s_2$  kruhové štěrbinové elektrody pro elektronový svazek. Spirála  $D$  představuje dráhu iontu v rezonanci.

Obr. 2. Rozložení indukce magnetického pole  $B$  a intenzity elektrického pole  $E$  v souřadném systému pro odvození pohybových rovnic nabitě částice v omegatronu. Je znázorněn smysl rotace pozitivního iontu.

### Iontová trajektorie v ideálním omegatronu

Bližší objasnění činnosti a zpřesnění výkladu dějů v omegatronu poskytne analýza pohybu nabitě částice v omegatronu. V dalším se přidržíme postupu, kterého užívá C. Berry [3].

K odvození trajektorie předpokládáme střídavé homogenní elektrické pole s intenzitou  $E \sin \omega_0 t$  s kladným směrem v ose  $X$  (viz obr. 2) a homogenní magnetické pole s indukcí  $B$  ve směru osy  $Z$ . Zanedbáme-li složku počát. rychlosti částice ve směru osy  $Z$ , a uvážíme-li že jak elektrické tak magnetické pole jsou homogenní, vidíme, že ve směru osy  $Z$  nebudou působit na nabitou částici žádné síly a tudíž stačí uvažovat pohyb v rovině  $X, Y$ . Dostaneme soustavu diferenciálních rovnic:

$$\ddot{x} = \alpha \sin \omega_0 t + \gamma \omega, \quad \ddot{y} = -\omega x \quad (1)$$

kde  $\alpha = eE/M$  a  $\omega = eB/M$  (cyklotronová frekvence). Označíme-li  $\Phi$  fázový úhel, který vyjadřuje rozdíl času, ve kterém se uskuteční ionisace a fází vloženého elektrického pole, užitím počátečních podmínek  $x = y = 0; \dot{x} = u, \dot{y} = v$  pro  $\omega_0 t = \Phi$ , dostaneme úplné

řešení v komplexním oboru:

$$x + iy = i \frac{V}{\omega} (e^{-i\omega(t-\Phi/\omega_0)} - 1) - i \frac{\alpha}{\omega_0^2 - \omega^2} \left[ \frac{\omega}{\omega_0} \cos \omega_0 t - i \sin \omega_0 t \right] + \\ + i \frac{\alpha}{\omega_0^2 - \omega^2} \left[ \frac{\omega_0}{\omega} \cos \Phi - i \sin \Phi \right] e^{-i\omega(t-\Phi/\omega_0)} - i \frac{\alpha}{\omega_0 \omega} \cos \Phi, \quad (2)$$

kde  $V = u + iV$ . Rovnice (2), odvozená za podmínek  $\omega \neq \omega_0$ , nepopisuje stav částice v rezonanci a ukazuje, že obecně vykonávají částice v omegatronu složitý pohyb. První člen rovnice vyjadřuje vliv počáteční rychlosti  $V$ , kterou částice měla v čase vzniku, na další pohyb.

Představuje kruhovou dráhu o poloměru  $\frac{|V|}{\omega}$ , která prochází počátkem. Druhý člen je eliptický pohyb kolem počátku s úhlovou frekvencí  $\omega_0$ , který nezávisí na nahodilém fázovém úhlu  $\Phi$  a počáteční rychlosti  $V$  a který se blíží kružnici pro  $\omega_0 \rightarrow \omega$ . Třetí člen popisuje kruhový pohyb kolem počátku s úhlovou frekvencí  $\omega$ , jehož fáze a amplituda jsou závislé na  $\omega$ ,  $\omega_0$  a  $\Phi$ . Čtvrtý člen můžeme chápat jako statickou odchylku středu rotace podél osy  $Y$ . Vzhledem k tomu, že všechny členy pravé strany rovnice (2) jsou buď konstantní anebo periodické s časem, je maximální amplituda pohybu omezená. Umístíme-li iontový kolektor do takové vzdálenosti  $R$  od počátku, aby  $R > |x + iy|$ , na kolektor nedopadne žádný iont, který není v rezonanci (tzv. neresonanční iont).

Trajektorii částice v rezonanci získáme limitováním rovnice (2) pro  $\omega_0 \rightarrow \omega$ . Dostaneme

$$[x + iy]_{\omega_0 = \omega} = i \frac{V}{\omega_0} (e^{-i\omega_0(t-\Phi/\omega_0)} - 1) - \frac{\alpha}{2\omega_0^2} (\omega_0 t - \Phi - i e^{i\Phi} \cos \Phi) e^{-i\omega_0 t} + \\ + i \frac{\alpha}{2\omega_0^2} \cos \omega_0 t - i \frac{\alpha}{\omega_0} \cos \Phi. \quad (3)$$

Vidíme, že ani pohyb částice v rezonanci (tzv. rezonanční částice) není jednoduchý. Rovnice (3) by se značně zjednodušila, nebýt  $V$  a  $\Phi$ . První člen rovnice (3) stejně jako v rovnici (2) vyjadřuje komponentu pohybu v závislosti na počáteční rychlosti iontu. Ve faktoru druhého členu je lineární závislost na čase a představuje spirálový pohyb s kruhovou frekvencí  $\omega_0$ . Třetí člen je malá sinusová oscilace v centru rotace podél osy  $Y$  a poslední člen je opět statická odchylka centra rotace podél záporné osy  $Y$ .

Největší důležitost a význam pro pohyb rezonanční částice má druhý člen. Je patrné, že po několika cyklech dva zbýbající členy faktoru druhého členu se stanou zanedbatelnými ve srovnání s  $\omega_0 t$ . Z podobného důvodu lze vzhledem k druhému členu zanedbat dva poslední členy v rovnici (3). Zanedbáme-li ještě vliv počáteční rychlosti, lze trajektorii rezonanční částice aproximovat Archimedovou spirálou tvaru

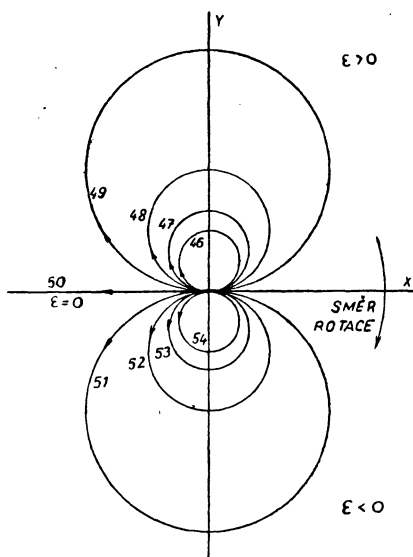
$$[x + iy]_{\omega_0 = \omega} \doteq - \frac{\alpha t}{2\omega_0} e^{-i\omega_0 t}. \quad (4)$$

Rovnice (4) ukazuje, že amplituda pohybu rezonanční částice není shora omezená. Postavíme-li iontový kolektor do libovolné vzdálenosti od počátku, rezonanční iont ho dosáhne. Rozбором pohybových rovnic ověřili jsme to, co bylo řečeno na začátku článku, že totiž při vhodné vzdálenosti kolektoru od počátku, dopadnou na kolektor jen rezonanční ionty.

C. Berry ukazuje, že v blízkosti resonance, když  $\omega_0 \doteq \omega$ , anebo po substituci  $\varepsilon = \omega - \omega_0$ ,  $\varepsilon \ll \omega_0$ , zanedbáním vlivu počáteční rychlosti lze získat rovnici

$$[x + iy]_{\varepsilon \ll \omega_0} \doteq i \frac{\alpha}{2(\omega_0 + \varepsilon) \varepsilon} (1 - e^{-i\varepsilon(t - \Phi/\omega_0)}) e^{-i\omega_0 t}. \quad (5)$$

Geometrická interpretace rovnice (5) pomůže do značné míry zpřesnit názorný výklad pohybu rezonančních i nerezonančních iontů v omegatronu a ukazuje též cestu k odvození rozlišovací schopnosti. Uvažujme pohyb částice vzhledem k souřadnicovému



systému, který rotuje s úhlovou rychlostí  $\omega_0$ . Potom podle rovnice (5) částice se bude v tomto systému pohybovat po kružnici s úhlovou rychlostí  $\varepsilon$ . Kružnice bude procházet počátkem systému. Pro  $\varepsilon > 0$  (tj.  $\omega > \omega_0$ ) střed kruhu bude na kladné straně osy  $Y$ , pro  $\varepsilon < 0$  ( $\omega < \omega_0$ ) na záporné. Pro resonanci  $\varepsilon = 0$  dostaneme provedením limity rovnice (5) v soulahu s rovnicí (4)  $[x + iy]_{\varepsilon=0} = -\alpha t / 2\omega_0$ , což představuje konstantní rychlost podél záporné osy  $y$  (obr. 3). Kdybychom znovu uvažovali pohyb vzhledem k pevnému systému, vidíme, že rezonanční částice získává stále spojitě energii až do svého dopadnutí na kolektor, zatím co nerezonanční částice z počátku sice získá energii, ale pak ji ztratí a vrátí se do počátku. Tento děj se opakuje periodicky s frekvencí  $\varepsilon$ . Poznamenejme

Obr. 3. Dráhy iontů různých hmot v rotujícím systému. Ionty s hmotou 50 jsou v resonanci. (Podle C. Berryho).

ještě v této souvislosti, že i když napětí vysokofrekvenčních elektrod je zpravidla řádově několik desetin voltu, nanejvýš několik voltů, konečná energie rezonančního iontu je velická. Na příklad  $H^+$  iont dostane konečnou energii okolo 1000 eV v magnetickém poli 3700 Gauss při vzdálenosti kolektoru od středu 1 cm.

Uvedme nakonec, že rozbor pohybových rovnic ukázal, že v ideálním omegatronu neexistuje tzv. harmonický efekt. To znamená, že pouze částice jedné určité hmoty mohou spojitě získávat energii na rozdíl od cyklotronu, kde mohou být urychlovány částice nejen s hmotou  $M$ , ale i  $3M$ ,  $5M$ , ... atd. a získávat energii. Že harmonický efekt nevzniká v omegatronu, nutno přičíst tomu, že částice jsou v urychlujícím poli stále.

Rozlišovací schopnost  $q$  hmotových spektrometrů se definuje jako  $q = M/\Delta M$  a pro vysokofrekvenční též jako  $q = \omega_0/\Delta\omega$ , kde  $M$  resp.  $\omega_0$  (vztah mezi nimi udává vzorec pro cyklotronovou frekvenci) značí rezonanční hmotu resp. rezonanční frekvenci a  $\Delta M$  nebo  $\Delta\omega$  odpovídají šířce rezonanční křivky. Pro ideální omegatron lze z předchozích rovnic zanedbáním fázového úhlu  $\Phi$  odvodit vztah  $q \doteq \left(R - \frac{2|V|}{\omega_0}\right) \frac{\omega_0^2}{2\alpha}$  a zanedbáním počáteční rychlosti  $V$  vztah

$$q \doteq R \frac{\omega_0^2}{2\alpha} = R e \frac{B^2}{2EM}, \quad (6)$$

kde  $R$  je vzdálenost kolektoru od počátku.

Thomas, Sommer a Hipple [4] ukazují, že rozlišovací schopnost omegatronu je přímo úměrná počtu otáček  $n$  rezonančních iontů před dopadem na kolektor. Uvádějí:

$$\varrho = \frac{\pi}{2} n. \quad (6')$$

Z rovnice (6) je patrné, že rozlišení klesá se vzrůstající hmotou; je proto vhodné pro větší hmoty snížit intenzitu elektrického pole, a tím se může dosáhnout konstantní rozlišovací schopnosti pro velký obor hmot. Porovnáním rovnice (6) s (6') je vidět, že lehké ionty vykonají víc obrátek než ionty těžké. Dosazením do rovnice (4) za  $\alpha$  a  $\omega_0 = \omega$  dostaneme pro  $r = |x + iy|_{\omega_0 = \omega}$  v rotujícím systému

$$r = \frac{E}{2B} t.$$

Z tohoto vzorce lze snadno vypočítat čas  $t_1$  potřebný iontu k dosažení kolektoru, který je ve vzdálenosti  $R$  od počátku. Pro  $B = 0,5 \text{ Wb/m}^2$ ,  $E = 10 \text{ V/m}$  a  $r = R = 1 \text{ cm}$  máme  $t_1 = 10^{-3} \text{ sec}$ . Celková dráha  $L$ , kterou iont vykoná k dosažení kolektoru ve vzdálenosti  $R$  je

$$L = n \cdot \pi \cdot R.$$

Při rozlišení  $\varrho = 10^3$  pro  $R = 1 \text{ cm}$  je  $L = 20 \text{ m}$ . Protože poloměr vzrůstá lineárně s počtem otáček, přírůstek poloměru na jeden cykl činí  $R/n$ . V uvedeném případě přírůstek činí asi jednu a půl setiny milimetru.

### Experimentální uspořádání omegatronu

Přesto, že již při rozboru činnosti ideálního omegatronu jsme museli pro zjednodušení zanedbat vliv počáteční rychlosti a fázového úhlu, v případě skutečného experimentálního omegatronu, lze se jen provedením korekčních opatření přiblížit k ideálním podmínkám. Je několik důležitých faktorů, které způsobují odlišnost podmínek činnosti ideálního a experimentálního systému.

1. Ideální omegatron je dvourozměrný, skutečný trojrozměrný. V této souvislosti má nemalou úlohu vliv počátečních termálních rychlostí. Komponenty počátečních rychlostí ve směru osy  $X$  a  $Y$  lze, jak jsme viděli, po několika cyklech zanedbat. Z hlediska ideálního omegatronu nemělo smysl uvažovat o komponentě ve směru osy  $Z$ , u skutečného trojrozměrného systému však nesmí být opomenuta a ukazuje se, že ji nelze zanedbat. Následkem této komponenty se iont pohybuje po jakési spirále, která uhýbá ve směru osy  $Z$ . V důsledku toho část rezonančních iontů (u neresonančních na tom nezáleží) se dostane až ke stěně stínící krabičky a je jí zachycena. Tím se sníží celková kolekce iontů a tudíž i citlivost přístroje. Uvážíme-li, že iontový proud za totálního tlaku plynů řádově  $10^{-7} \text{ mm Hg}$  je kolem  $10^{-13} \text{ A}$ , vidíme, že z experimentálních důvodů je žádoucí zamezit těmto ztrátám. Bylo experimentálně zjištěno, že tento posuv je možno do značné míry odstranit malým pozitivním potenciálem krabičky (tzv. *trapping voltage*), který se vkládá mezi vysokofrekvenční elektrody a krabičku. Kladný potenciál zadržuje kladné ionty ve směru osy  $Z$ . Brubaker a Perkins uvádějí též kromě elektrostatického i možnost magnetického zadržování v případě aplikace radiálně nehomogenního magnetického pole. Podobný nežádoucí efekt jako komponenta počáteční rychlosti ve směru osy  $Z$  způsobuje i to, že ve skutečném omegatronu se nepohybuje jeden iont, ale celý soubor iontů. Prostorový náboj těchto iontů je ovšem malý.

2. Prostorový náboj ionisujícího elektronového svazku není zanedbatelný (elektronový svazek má intenzitu řádově několik mikroampérů). Vytváří radiální elektrické pole,

keré se superponuje přes vysokofrekvenční pole. Jak ukazují experimenty, toto pole způsobuje posuv rezonanční frekvence a někdy zvyšování rozlišovací schopnosti a jak dále ukážeme, může způsobit i snížení citlivosti, což je na první pohled neočekávané.

3. Ze vzorce (7) se dá usoudit, že s délkou dráhy rezonanční částice (nebo s jejím poloměrem podle (6)) vzrůstá rozlišovací schopnost přístroje. To je sice pravda, ale zvětšování dráhy má zároveň za následek i růst ztrát rezonančních iontů rozptylem a srážkami s neutrálními molekulami. To se zase projevuje snížením citlivosti. A tak lze rozlišovací schopnost zvyšovat jen na úkor citlivosti. Je patrné, že se zde uplatňuje závislost na tlaku plynu v systému. Dále zvětšování rozměrů přístroje je sledováno zvětšováním mezery mezi pólovými nástavci, což může znamenat v mnohých případech (hlavně u permanentních magnetů) snížení intenzity magnetického pole. Jak je patrné ze vzorce (6), rozlišení kvadraticky klesá s intenzitou magnetického pole.

4. Ideální omegatron předpokládá homogenní magnetické a elektrické pole. V důsledku okrajových jevů není jednoduché homogenitu pole zcela zajistit. Nehomogenita pole může způsobit jak snížení rozlišovací schopnosti, tak i citlivosti a některé parazitní efekty, jako na příklad harmonický efekt. K zajištění homogenity magnetického pole se užívají pólové nástavce s homogenisačními prstenci (viz např. práci E. R. Andrewa a F. A. Rushwortha [5]). Prostorovou homogenisací vysokofrekvenčního elektrického pole lze realizovat serii plochých elektrod ve tvaru rámečků, vložených mezi vysokofrekvenční elektrody; rámečky jsou napojeny na odporový dělič napětí, kapacitně vázaný s vysokofrekvenčními elektrodami.

V dalším si všimneme některých konstrukčních a technologických vlastností omegatronu. Základní názor o rozměrech systému získáme z rovnice (6) pro rozlišovací schopnost. Se vzrůstající hmotou rozlišování klesá. Uvažujme proto částici s vysokou hmotou, například atom xenónu (at. váha 131,3) a předepíšeme si rozlišení alespoň 20. Zvolme indukci magnetického pole  $B = 0,2 \text{ Wb/m}^2$  a intenzitu elektrického  $E = 50 \text{ V/m}$  odpovídá např. elektrickému poli mezi dvěma elektrodami vzdálenými 2 cm s potenciálním rozdílem 1 V). Iont něcht má jeden kladný náboj velikosti náboje elektronu. Dosazením těchto hodnot do rovnice (6) dostaneme  $R \doteq 7,4 \text{ mm}$ . Pro délku hrany krabičky vychází tedy asi 1,5 cm. Vzorec (6) je ovšem přibližný a ve skutečnosti bude zapotřebí většího poloměru k dosažení předepsaného rozlišení. Prakticky se omegatrony konstruují s hranami krabičky 2–3 cm. Jen v ojedinělých případech větší.

Materiál, ze kterého se konstruují jednotlivé elektrody musí mít jednak vhodné vakuové vlastnosti a nesmí být ferromagnetický (molybden, elektrolytický čistá měď, platina, některé nemagnetické oceli apod.). V zahraničí se užívá téměř výhradně konstantanu (*Advance*). Jako katody se užívá wolframový drát o průměru několika desetin milimetru. Téhož řádu jsou průměry kruhových šterbin pro elektronový svazek. Aby se zabránilo nežádoucí ionisaci mimo pracovní prostor, opatřuje se vlákno katody ochranou stínící elektrodou. Ta mívá obvykle půlkruhový profil a může být na malém kladném potenciálu. Přívod ke kolektoru bývá posklen a elektrostaticky odstíněn. Aby se zabránilo sekundární elektronové emisi z elektronového kolektoru (anody), bývá tento na kladném potenciálu vůči krabičce.

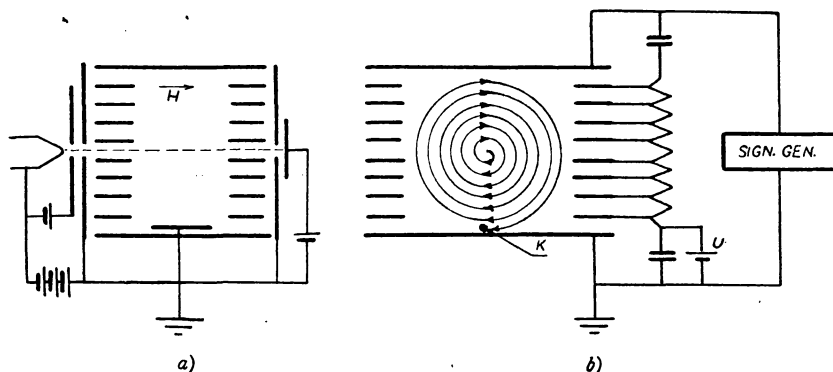
Vzhledem k požadavku konstantnosti ionisačního činidla je nutné stabilisovat proud elektronového svazku. Je možné užít způsobů obvyklých při stabilisaci emisního proudu u ionisačních manometrů. Někteří autoři užívají jednoduchého zařízení popsánoho Winnem a Nierem [6].

K měření malých iontových proudů se užívá elektronkových elektroměrů, založených na principu stejnoměrných zesilovačů s citlivým depreškým přístrojem v můstkovém zapojení [7]. Pro pohodlnější registraci iontového proudu při častějším provozu je vhodné nahradit galvanoměr bodovým zapisovačem.

### Přehled některých systémů

V následujícím odstavci stručně popíšeme čtyři systémy, čímž jednak dokreslíme konkrétní představu o omegatronu a jeho konstrukci a jednak budeme mít možnost poukázat na výsledky měření dosažené různými systémy.

Systém Alpertův-Buritzův [8] je velmi jednoduchý systém, který kromě aplikace zadržujícího (trapping) potenciálu neuvžívá žádných korekčních opatření. Autorům sloužil k měření parciálních tlaků v oboru ultravysokého vakua. Stínící krabice o rozměrech  $2 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$  je z konstantanového (*Advance*) plechu asi 0,17 mm silného. Průměr štěrbin pro elektronový svazek činil 0,16 mm. Autoři užívali kladného urychlujícího potenciálu krabice vůči katodě 90 V, intenzity elektronového svazku  $4 \mu\text{A}$ , napětí vysokofrekvenčního střídavého pole 2 V a intenzitu magnetického pole 2100 G. Za těchto podmínek při totálním tlaku  $10^{-7} \text{ mm Hg}$  dostali pro hmotu 28, která tvořila asi 1/3 celkového obsahu plynů, iontový proud  $1,3 \cdot 10^{-12} \text{ A}$ , což odpovídá přibližně citlivosti běžného ionizačního manometru.



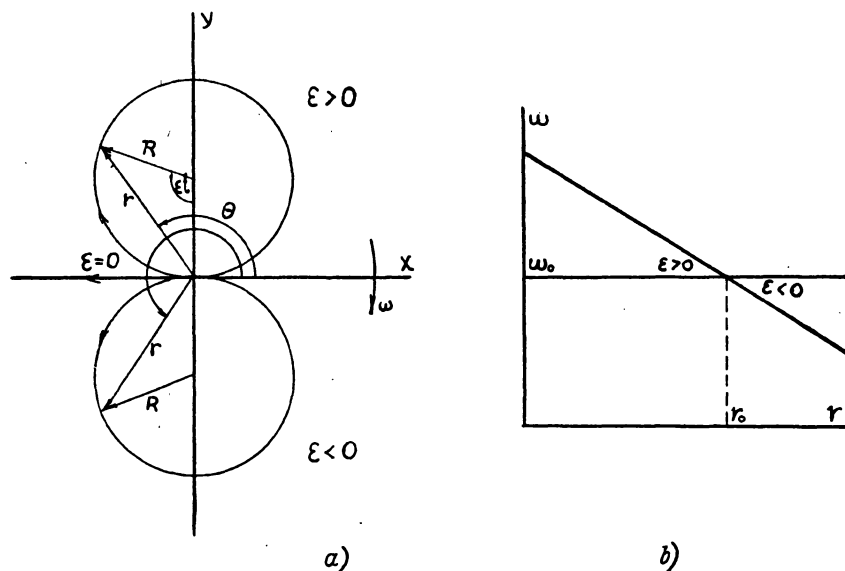
Obr. 4. Zjednodušený diagram systému Sommer-Thomas-Hipple ukazující způsob aplikace zadržujícího napětí  $U$  a napájení homogenizačních prstenců z odporového děliče.  $H$  směr magnetického pole,  $K$  iontový kolektor.

Pro hmotu 4 byla rozlišovací schopnost  $q = 24$ , pro hmotu 28  $q = 8$ . Porovnáním s výpočtem v předchozím odstavci vidíme, že při přibližném zachování všech podmínek je u tohoto systému skutečná rozlišovací schopnost menší než předpokládaná ve výpočtu téměř o dva řády. Přesto k účelům měření parciálních tlaků lze se spokojit s tímto rozlišením.

Systém Sommerův-Thomasův-Hippleův [4] je větší než předchozí a užívá rámečků k prostorové homogenizaci střídavého elektrického pole. Vysokofrekvenční elektrody mají rozměry  $3 \times 5 \text{ cm}$  a jejich vzájemná vzdálenost je 2 cm. Mezi ně je vloženo 8 rámečků téchže vnějších rozměrů. Odporový dělič napětí pro rámečky tvoří pevnou součást konstrukce. Místo kompletní stínící krabice bylo užito jen přední a zadní stěny, čímž byl odstíněn pracovní prostor od potenciálů katody a anody. Mezi přední stěnu a katodu autoři umístili k regulaci a stabilizaci elektronového svazku mřížku. Kolektor, podobně jako u předchozího systému, byl do pracovního prostoru vložen štěrbinou v jedné z vysokofrekvenčních elektrod. Celá konstrukce byla spojena v jeden celek pomocí šroubků se skleněnými distančními kroužky. Schéma zapojení je na obr. 4. Z obrázku je patrný způsob aplikace zadržujícího napětí na rámečky. Systém pracoval v tomto režimu: Urychlující napětí pro elektronový svazek 67,5 V, elektronový proud



1  $\mu\text{A}$ , zadržující napětí  $u = 0,6\text{ V}$ , napětí vysokofrekvenčních elektrod  $0,5\text{ Veff}$ , intenzita magnetického pole  $4697\text{ G}$ . Systém pracoval v tlakovém oboru  $10^{-6}$  až  $10^{-7}\text{ mm Hg}$ . Za nevhodnější tlak však autoři pokládají tlak řádu  $10^{-8}\text{ mm Hg}$ . Citlivost tohoto přístroje byla řádově stejná jako u Alpertova-Buritzova, ale díky vhodnějšímu režimu (hlavně velké intenzitě magnetického a malé/intenzitě elektrického pole) rozlišovací schopnost byla daleko vyšší. Např. pro lehký iont  $\text{H}_2^+$  byla až  $2,5 \cdot 10^4$ .



Obr. 5. K Brubaker-Perkinsově teorii.

Edwardsův systém [9]. Co do rozměrů je tento přístroj charakterisován tím, že byl umístěn v třicentimetrové štěrbině mezi pólovými nástavci magnetu. Edwards prováděl experimenty se systémem užívajícím homogenizační rámečky i se systémem bez nich. Neužíval-li Edwards rámečků, doplnil zbývající dvě strany konstrukce foliemi nebo sítkami. V obou případech byl iontový kolektor vpuštěn do analyzačního prostoru ze strany a byl upevněn přímo průtaven v trubici. Kolem wolframového vlákna (průměr  $0,1\text{ mm}$ ) byla kovová trubička připevněna ke krabicice keramiky. Celý systém byl držen pohromadě keramickými šroubky.

Homogenita magnetického pole činila 2 promile v prostoru, kde byl umístěn systém. Vysokofrekvenční napětí bylo odebíráno ze standardního signálního generátoru, vlákno katody bylo napájeno z akumulátorů a ostatní stejnosměrná napětí se získávala z baterií.

Užitím urychlovacího napětí pro elektrony  $72\text{ V}$ , intenzity elektronového svazku  $2,8\text{ }\mu\text{A}$ , zadržujícího napětí  $0,4\text{ V}$  a permanentního magnetu s intenzitou  $2,3\text{ kG}$  při tlaku  $3,10^{-7}\text{ mm Hg}$  má Edwardsův systém v okolí hmoty 28 rozlišovací schopnost asi 10. Je přibližně stejná jako u Alpertova-Buritzova systému. S magnetickým polem (z elektromagnetu)  $3,2\text{ kG}$  dosahoval přístroj rozlišení řádově několik stovek. V okolí hmot 44 přístroj ještě spolehlivě rozlišuje.

Edwards pozoroval při experimentech harmonický efekt u omegatronu. Hmoty 28 byla s menší mírou zaznamenána v poloze hmoty 56. Edwards tento efekt (v teorii neočekávaný) připisuje druhé harmonické signálního generátoru a nehomogenitě elektrického pole

Systém Brubakera a Perkinse [10] je zajímavý po stránce konstrukční a hlavně teoretické. Všimneme si druhé. Brubaker a Perkins se zabývali teorií činnosti omegatronu v nehomogenním magnetickém poli. V blízkosti resonance, jak jsme viděli, obíhají ionty po kružnicích, procházejících počátkem. Polohu iontu vzhledem k tomuto systému můžeme popsat velikostí průvodiče  $r$  a úhlu  $\Theta$  (obr. 5a). Uvažujme magnetické pole, jehož intenzita  $H(r)$  klesá se vzrůstajícím poloměrem pólových nástavců. Přirozená (cyklotr.) perioda oběhu iontu je závislá na magnetickém poli a bude se tudíž měnit s poloměrem  $r$ . A tak daná hodnota přirozené frekvence iontu  $\omega = eH(r)/M$  se může rovnat periodě vloženého vysokofrekvenčního elektrického pole  $\omega_0$  pouze při zcela určitém poloměru  $r_0$  své vzdálenosti od středu, tj. resonance může nastat pouze při  $r = r_0$  (viz obr. 5b). Po překonání tohoto poloměru iont se stane opět neresonančním; měl-li iont před dosažením poloměru  $r_0$   $\varepsilon > 0$ , bude mít po překonání  $r_0$   $\varepsilon < 0$ . Brubaker a Perkins dokazují, že aby iont dosáhl kolektor, musí překonat dvě překážky — minout  $r_0$  dřív než nastane poloha  $\Theta = \pi/2$ , — dopadnout na kolektor dřív než  $\Theta = \frac{3}{2}\pi$ . To je možné jen při určité kritické úrovni excitačního vysokofrekvenčního napětí. Taková činnost se značně odchyluje od ideální, kde ionty při rezonanční frekvenci dopadnou na kolektor pro každou omezenou hodnotu excitačního napětí. Existence kritického prahu napětí má za následek extrémně příkré stoupání rezonanční křivky.

#### Charakteristiky omegatronu

Základní charakteristikou omegatronu je hmotové spektrum, tj. rezonanční křivka, která představuje grafické znázornění iontového proudu  $I$  jako funkce frekvence (při fixovaném magnetickém poli), nebo hmoty. Pro vyhodnocení spektra jsou rozhodující výška  $I_0$  rezonančního maxima (určuje citlivost), frekvence  $\omega_0$  odpovídající rezonančnímu maximu (z ní usuzujeme na hmotu) a šířka  $\Delta\omega$  rezonanční křivky (míra rozlišení). Experimenty ukázaly, že každá z uvedených veličin je funkcí pracovního režimu systému. Pracovní režim charakterisují tyto parametry: intenzita  $E$  vysokofrekvenčního elektrického pole (nebo napětí na vysokofrekvenčních elektrodách), velikost (a tvar)  $U$  zadržujících elektrických polí (*trapping voltage*), intenzita  $i$  elektronového svazku a tlak  $P$  plynů v systému.

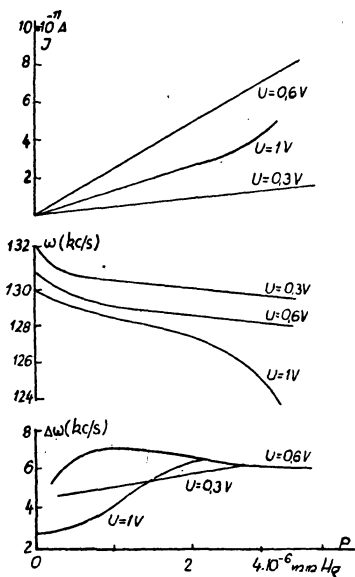
Povšimneme si funkčních závislostí  $I(E, U, P, i)$ ,  $\omega(E, U, P, i)$ ,  $\Delta\omega(E, U, P, i)$ , pokud byly změřeny a porovnáme je s ideálními.

V ideálním případě by frekvence  $\omega_0$  odpovídající rezonančnímu maximu měla být jednoznačně určena rovnicí  $\omega_0 = \omega = eB/M$ , tj. při fixovaném magnetickém poli a náboji by měla být nepřímou úměrná hmotě. Experiment ukazuje, že tomu tak přesně není. Jak Alpert a Buritz tak Sommer-Thomas-Hipple a Edwards pozorovali posuv naměřené rezonanční frekvence od vypočtené z výše uvedeného vzorce. Ukazuje se, že tento posuv je závislý na všech čtyřech parametrech. Vcelku možno říci, že rezonanční frekvence  $\omega_0$  se vzrůstajícím tlakem mírně klesá, podobně jako klesá se vzrůstajícím  $U$  (viz obr. 6, graf uprostřed). Velikost změny doznává nejmenší hodnoty (asi 1 kc/s při vzrůstu tlaku o jeden řád) pro  $U < E$ , větší pokles je pro  $U = E$ , hodně větší pro  $U > E$ , při čemž při vyšších tlacích je značně nelineární. Sommer a spolupracovníci ukazují, že při superposici radiálního elektrického pole  $E(r)$  v omegatronu, tvořeného zadržujícím napětím  $U$ , pozmění se původní cyklotronová frekvence  $\omega$  na hodnotu  $\omega'$  podle vztahu  $\omega' \doteq \omega \left( 1 - \frac{E(r) \cdot M}{r \cdot e \cdot B^2} \right)$ . Tento vzorec byl podroben experimentálnímu ověření a ukázalo se, že posuv rezonanční frekvence byl větší, než by vyplývalo ze vzorce. Rozdíl mezi naměre-

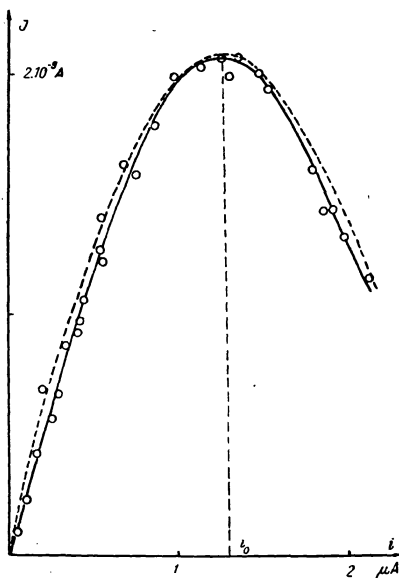
nými a vypočítanými hodnotami se vysvětlí, uváží-li se vliv radiálního elektrického pole, tvořeného prostorovým nábojem elektronového svazku.

Posuv rezonanční frekvence  $\omega_0$  v závislosti na  $E$  nebyl přímo měřen, ale objevuje se, jak jsme viděli, v souvislosti se zadržujícím napětím  $U$ .

Očekává se, že proud rezonančních iontů  $I$  bude záviset na tlaku a účinnosti ionisace, dané (pro určitý plyn) intenzitou ionisujícího elektronového svazku  $a$ , užívá-li se zadržujícího pole zabraňujícího ztrátám iontů, na zadržujícím potenciálu.



Obr. 6.



Obr. 7.

Obr. 6. Grafické znázornění (podle A. G. Edwardse) iontového proudu  $I$ , rezonanční frekvence  $\omega_0$  a šířky rezonanční křivky  $\Delta\omega$  jako funkce tlaku pro tři různé hodnoty zadržujícího napětí  $U$ . Byl užit režim: urychlující napětí krabičky 72 V,  $H = 2,3$  kG,  $i = 1$   $\mu$ A, napětí na vysokofrekvenčních elektrodách 0,6 Veff. Kvůli přehlednosti jsou křivky částečně graficky vyhlazeny.

Obr. 7. Změna proudu rezonančních iontů v závislosti na intenzitě elektronového svazku při fixovaném tlaku. Plně vytažená čára představuje experimentální údaje Edwardse, přerušovaná křivka  $I = 3,21 \cdot 10^{-3} i - 1,23 \cdot 10^{-3} i^2$ .

Vzhledem k tomu, že zvyšování intenzity vysokofrekvenčního elektrického pole  $E$  má za následek snížení doby doletu iontu na kolektor a tedy zkrácení dráhy (ovšem na úkor rozlišení) budou i ztráty iontů srážkami menší a tudíž se vzrůstem  $E$  poroste i  $I$ . Očekávaná závislost  $I$  na tlaku byla experimentem potvrzena (obr. 6 nahoře). Závislost  $I$  na  $U$  vykazuje neočekávanou anomálii, která vyplývá ze vzájemného vztahu  $U$  a  $E$ . Největší citlivosti přístroj dosahuje pro  $U$  rovné efektivnímu napětí vysokofrekvenčních elektrod. Podobnou anomálii vykazuje při experimentálním sledování závislost  $I$  na  $E$ . Při pevném  $U$  ( $= 0,75$  V) byl největší proud  $I$  zaznamenán pro efektivní hodnotu vysokofrekvenčního napětí (0,8 Veff) rovnou  $U$ ; hodnotám větším (1 Veff) a menším (0,6 Veff) příslušel menší proud  $I$ . Z tohoto hlediska, pokud se týče požadavku zvýšené citlivosti, je vhodné volit efektivní napětí vysokofrekvenčních elektrod přibližně rovné  $U$ , uvážíme-li navíc, jak jsme výše uvedli, že tento režim nepůsobí velký sklz rezonanční frekvence. Edwardsova měření ukazují, že závislost  $I$  na intenzitě elektronového svazku

je v širším oboru hodnot  $i$  zcela neočekávaná (viz obr. 7). Iontový proud  $I$  zpočátku lineárně a poměrně prudce stoupá s  $i$  a po dosažení maxima při určité hodnotě  $i_0$  klesá. Tato kritická hodnota  $i_0$  není pro daný systém konstanta, ale závisí na ostatních parametrech režimu. Příčiny tohoto efektu se pokusíme níže vysvětlit.

Šířka rezonanční křivky  $\Delta\omega$ , která je mírou rozlišení pro dané  $\omega_0$  je z rovnice (6) jednoznačně určena pro dané  $B$ ,  $e$ ,  $M$  a  $R$  jako funkce  $E$ . Závislost rozlišení na  $E$  byla experimentem velmi pěkně ověřena. Kromě toho se však ukázalo, že  $\Delta\omega$  závisí na tlaku plynů, zadržujícím potenciálu a intenzitě elektronového svazku. Závislost  $\Delta\omega$  na  $P$  a  $U$  je patrna z obr. 6 (dole). Nepřekvapuje závislost  $\Delta\omega$  na  $U$ , protože  $U$  ovlivňuje rozložení elektrického pole v omegatronu. Z téhož důvodu je pochopitelné, že vliv  $U$  na  $\Delta\omega$  bude určován vzájemným vztahem  $U$  a  $E$ . Přes menší odchylky lze říci, že  $\Delta\omega$  klesá se vzrůstající intenzitou elektronového svazku  $i$ . Užijeme-li znovu Edwardsových měření vidíme, že pro  $i = 0,3 \mu\text{A}$  byla  $\Delta\omega = 12 \text{ kc/s}$ ; pro  $i = 1 \mu\text{A}$ ,  $\Delta\omega = 9 \text{ kc/s}$  a pro  $i = 2,8 \mu\text{A}$ ,  $\Delta\omega = 4 \text{ kc/s}$ , při tlaku  $1 \cdot 10^{-8} \text{ mm Hg}$ , při čemž se vzrůstem tlaku od  $10^{-7}$  do  $10^{-6} \text{ mm Hg}$   $\Delta\omega$  v závislosti na  $P$  má rostoucí tendenci, podobně jako na obr. 6 (dole). Pro  $i = 2,8 \mu\text{A}$  tato závislost je téměř konstantní.

Souvislost mezi šířkou rezonanční křivky  $\Delta\omega$  a intenzitou elektronového svazku lze vysvětlit, uvážíme-li, že elektronový svazek vytváří radiální pole. Toto pole představuje pro rotující iont centrální sílu, která ho strhuje do středu. Existence této síly má za důsledek pozvolnější růst poloměru rezonančního iontu a zvyšuje se tudíž počet obrátek nutných k dosažení kolektoru. Tím se podle (6') zvyšuje rozlišovací schopnost a tedy  $\Delta\omega$  klesá. Je to ojedinělý efekt v omegatronu, kde nastává zvyšování citlivosti souběžně se zvyšováním rozlišovací schopnosti vzrůstem intenzity elektronového svazku, ovšem jenom pro hodnotu  $i = i_0$ . Z hlediska prostorového náboje elektronového svazku by snad bylo možné podat též vysvětlení úkazu znázorněného na obr. 7. Zvyšování elektronového proudu je v každém případě sledováno zvyšováním počtu vzniklých iontů. Kdyby tedy nebylo dalších efektů, přírůstek iontového proudu byl by úměrný přírůstku elektronového proudu. Avšak současně, jak bylo ukázáno, s přírůstkem elektronového proudu zvyšuje se i počet obrátek, zvyšují se ztráty iontů a iontový proud klesá. Označme přírůstek iontového proudu způsobeného prvním efektem  $\Delta_1 I$  a druhým efektem  $-\Delta_2 I$ . Budou platit vztahy:

$$\Delta_1 I = a \Delta i; \quad -\Delta_2 I = b(i) \Delta i,$$

kde  $a$  je konstanta,  $b(i)$  funkce  $i$  a  $\Delta i$  přírůstek elektronového proudu. Pro celkový přírůstek iontového proudu v závislosti na přírůstku elektronového svazku máme:  $\Delta I = \Delta_1 I - \Delta_2 I = a \Delta i - b(i) \Delta i$ . Zpočátku nabyvá převahy  $\Delta_1 I$ , při hodnotě  $i = i_0$ ,  $\Delta_1 I = \Delta_2 I$  a pro  $i > i_0$  převládá vliv druhého členu  $\Delta_2 I$ .

Tuto kvalitativní úvahu lze dokreslit kvantitativně. Pro infinitesimální přírůstky je:  $dI = a di - b(i) di$ .

Porovnáním s obr. 7 vidíme, že  $b(i) = b \cdot i$ , a máme  $I = ai - bi^2$ . Tato křivka je pro styk s experimentální křivkou v bodě  $I = 2 \cdot 10^{-9} \text{ A}$  na obr. 7.

## Závěr

Jsou, jak bylo ukázáno, značné odchylky činnosti experimentálního omegatronu od ideálního. Nicméně proměřením charakteristik omegatronu stanou se tyto odchylky definovanými a uvážíme-li je při interpretaci naměřených výsledků, nemusí vnést chybu do měření. Vhodnou volbou pracovního režimu (včetně zvyšování magnetického pole) lze docílit buď vysoké rozlišovací schopnosti na úkor citlivosti, anebo obráceně. Uvážíme-li navíc jednoduchost konstrukce, malé rozměry, snadnost odplynování, je vidět, že jak

sama konstrukce tak i provoz omegatronu jsou poměrně nenáročné a pohodlné. Nejde-li o analýsu velkých hmot (pod 60), jeví se omegatron jako vhodný analyzační systém pro mnohé účely v laboratoři i výrobě.

#### Seznam literatury

- [1] Podskalský: Slaboproudý obzor 3, 140, (1955).
- [2] Hipple and Thomas: Phys. Rev. 75, 116 (1949).
- [3] C. E. Berry: Journ. Appl. Phys. 25, 28, (1954).
- [4] Sommer, Thomas and Hipple; Phys. Rev. 82, 697 (1951).
- [5] Andrew, Rushworth: Proc. phys. soc. LXV, 10-B, 801 (1952).
- [6] Winn, Nier: Rev. Sci. Instr. 20, 773 (1949).
- [7] Bonč-Brujevič: *Primenenije elektrowných lamp v eksperimentalnoj fizike*, str. 314—327. Moskva 1956.
- [8] Alpert-Buritz: Journ. Appl. Phys. 25, 207—209, (1954).
- [9] A. G. Edwards: Brit. Journ. Appl. Phys. 6, 44 (1955).
- [10] Brubaker W. M., Perkins C. D.: Rev. Sci. Instr. 27, 720 (1956).

## PRVNÍ FYZIKÁLNÍ OLYMPIÁDA PRO ŽÁKY JSS V OLOMOUCKÉM KRAJI A JEJÍ METODICKÉ ZHODNOCENÍ

Ve školním roce 1957/58 uspořádala pobočka JČMF v Olomouci za podpory ÚV JČMF první fyzikální olympiádu pro žáky JSS v Olomouckém kraji. Tato akce byla dále podpořena školským odborem KNV v Olomouci a administrativně zajištěna Krajským ústavem pro další vzdělání učitelů v Olomouci. Organizačně byla řízena fyzikální komisí při pobočce JČMF v Olomouci, jejímž předsedou byl profesor PU v Olomouci dr. Josef Fuka, jednatelem doc. dr. Miroslav Laitoch a dalšími členy doc. dr. Bohumil Hacar a odb. as. Vladimír Rudolf.

Úkolem olympiády bylo v první řadě zjistit, jaký je stav fyzikálních vědomostí u žáků 9.—11. postupných ročníků všeobecně vzdělávacích škol a jak žáci dovedou vědomostí nabytých při vyučování využívat při řešení fyzikálních úloh. Kontrola žákovských vědomostí, kterou lze provádět rozmanitým způsobem, se může dít velmi úspěšně právě počítáním fyzikálních příkladů, neboť zde se ukáže, jak hluboce žáci pronikli do podstaty fyzikálních jevů a zda jejich poznatky jsou skutečně trvalé a uvědomělé a zda nejsou jen formální. Je známá zkušenost, že žáci ovládají formálně učební látku mnohdy výborně a jsou dokonce přesvědčeni, že jí dokonale rozumějí, ale první příklad, který mají řešit, často odhalí, kolik mylných, nepřesných nebo neujasněných představ mají o fyzikálním jevu, kterého se úloha týká. Žáci zvládnou a osvojí si určitý fyzikální problém tím lépe, čím jej procvíčí na větším počtu příkladů.

Dalším úkolem, který naše soutěž sledovala, bylo podnítit zájem žáků o fyzikální otázky a tím (nepřímo) přispět k zvýšení úrovně vyučování fyziky. Soutěž měla konečně upozornit na studenty s vynikajícími znalostmi z fyziky nebo se zvláštními schopnostmi pro fyziku, kteří by mohli být získáni ke studiu fyziky nebo technických věd na vysokých školách a posílili by tak naše (zatím ne dost početné) řady fyziků, ať učitelů pro naše školy nebo odborníků pro výzkumné ústavy, průmyslové laboratoře apod.

Olympiáda probíhala ve dvou kolech, při čemž účastníci byli rozděleni do tří kategorií: kategorie A pro žáky 11. post. ročníku, B pro 10. post. ročník a C pro 9. post. ročník. Účastníci soutěže měli v I. kole za úkol vyřešit během školního roku (do 4. 5. 1958) celkem 12 fyzikálních příkladů, jejichž texty byly zaslány školám na zvláštních letáčkách. Žák, který vyřešil správně nadpoloviční většinu příkladů (tedy alespoň 7 příkladů), postoupil do II. kola.