

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Mojmír Láznička

Charakteristické ztráty energie elektronů v pevných látkách

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 13 (1968), No. 4, 237--248

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138704>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1968

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>

- [8] KÖLLE: práce užitě sub. [7].  
 [9] MIELE: *Theory of flight Paths* (1962), též ruský překlad: *Mechanika poleta* (1965).  
 [10] MIŠOŇ, PÍRKO: Pokroky matematiky, fyziky a astronomie 9 (1964), 223, 267.  
 [11] MIŠOŇ, PÍRKO: Práce ČVUT 1965, řada 4, č. 8.  
 [12] PÍRKO: Práce ČVUT, řada IV 1964, 49.  
 [13] SUBOTOWICZ: *Jet Prop.* 28 (1958), 460.  
 [14] VERTREGT: *Journ. Brit. Interplan. Soc.* 14 (1955), 20, 152.  
 [15] WEISBORD: *Jet Prop.* 28 (1958), 164.  
 [16] WILLIAMS: *Journ. Brit. Interplan. Soc.* 16 (1957), 211.

## CHARAKTERISTICKÉ ZTRÁTY ENERGIE ELEKTRONŮ V PEVNÝCH LÁTKÁCH

MOJMÍR LÁZNIČKA, Praha

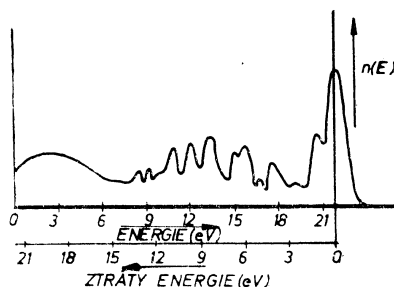
### ÚVOD

Franckovy-Hertzovy experimenty ukázaly, že při nepružném rozptylu elektronů na atomech plynů ztrácejí rozptylované elektrony část své energie.

V případě pevných látek pozoroval poprvé v roce 1941 Ruthemann ztráty energie elektronů, které prošly tenkou fólií Al.

Výsledky experimentů na plynných atomech bylo možno s velmi dobrou shodou porovnat s energetickými stavy atomů, a to pomocí optických spekter.

Interakce elektronů s pevnou látkou je mnohem komplikovanější, neboť poměry vzájemného působení primárních elektronů a okolí uvnitř pevné látky jsou velmi složité.



Obr. 1. Energetické spektrum odražených a sekundárních elektronů pro monokrystal NaCl. Energie primárních elektronů  $E = 21,5$  eV.

Dodnes není mechanismus vzájemného působení primárních elektronů s pevnou látkou objasněn. Bylo zjištěno, že vedle interakcí analogických interakcím s plynnými atomy dochází v pevné látce k vzájemnému působení primárních elektronů a elektro-nového plynu pevné látky.

Z experimentálního hlediska se interakce primárních elektronů, dopadajících na pevnou látku, projeví v energetickém spektru elektronů, vystupujících z pevné látky (obr. 1). Ve spektru jsou zastoupeny tři skupiny elektronů, a to podle velikosti energie: Na straně velkých energií vytvoří elektrony ostré a relativně velké maximum. Druhé skupině odpovídá široké maximum, jehož pata na straně nižších energií končí u nulové energie. Mezi první a druhou skupinou elektronů konečně nacházíme větší či menší počet maxim, která tvoří třetí skupinu. Bylo zjištěno, že diference mezi energiemi odpovídajícími maximům třetí skupiny a energií primárních elektronů jsou charakteristické pro druh zkoumané látky. Mluvíme o charakteristických ztrátách energie elektronů v pevných látkách [1–4].

Experimenty ukazují, že hodnoty těchto ztrát leží v rozmezí několika elektronvoltů až několika desítek elektronvoltů. Abychom poznali mechanismus předávání energie primárními elektrony pevné látce, studujeme hodnoty energetických ztrát pro dané látky, jejich závislost na geometrických parametrech a stavu vzorku, zkoumáme intenzity jednotlivých ztrát, úhlové rozdělení intenzity dané ztráty atd.

## NEJDŮLEŽITĚJŠÍ EXPERIMENTÁLNÍ A TEORETICKÉ VÝSLEDKY

### 1. Individuální srážky

Obor hodnot charakteristických ztrát energie elektronů a struktura spekter vedla některé autory ke snaze srovnat spektra charakteristických ztrát s emisními, popř. s absorpčními spektry rtg paprsků. Dobrou shodu mezi spektrem charakteristických ztrát a absorpčním spektrem rtg paprsků nalezla CAUCHISOVÁ. Její výsledky a výsledky dalších prací podporují domněnku, že primární elektrony ztrácejí část své energie při průchodu pevnou látkou tak, že excitují elektrony pevné látky do vyšších energetických stavů individuálně. Mluvíme o individuálních srážkách elektronů.

Model mechanismu charakteristických ztrát energie elektronů vytvořili nejprve BETHE a RUDBERG se SLATEREM. V pozdější době byla teorie individuálních srážek rozpracována v řadě prací VJATSKINEM. Vjatskin srovnával výsledky své teorie s experimentálními údaji a dopracoval se dobré shody. U kovů však nedovede jeho teorie vysvětlit existenci některých maxim, např. existenci hlavní ztráty (15 eV) u Al.

Pro střední energii předávanou primárními elektrony při interakci s pevnou látkou plyne z Vjatskinovy teorie vztah:

$$(1) \quad \bar{E}_n \simeq \frac{\hbar}{2m^*} |\mathbf{n}|^2,$$

kde  $m^*$  je efektivní hmotu elektronu mřížky a  $\mathbf{n}$  je vektor reciproké mřížky. Položíme-li  $m^* = m$ , dostaneme pro kubickou mřížku charakterizovanou mřížkovou konstantou  $a$ :

$$(2) \quad \bar{E}_n \simeq \frac{150}{a^2} n^2.$$

Z Vjatskinovy teorie dále vyplývá závislost hodnoty střední energie ztráty na úhlu rozptylu  $\vartheta$ :

$$(3) \quad \bar{E}_n = \bar{E}_n^{(0)} + A\vartheta^2 + B\vartheta^4,$$

pro malé úhly  $\vartheta$  pak

$$(4) \quad \bar{E}_n \simeq \bar{E}_n^{(0)} + A\vartheta^2.$$

Vedle hodnoty energie, kterou elektrony průchodem pevnou látkou ztrácejí, nás zajímá, jaké množství primárních elektronů ztrácí určitou hodnotu energie, tj. zajímáme se o intenzitu jednotlivé ztráty neboli o hodnotu účinného průřezu nepružné srážky. Pro tuto veličinu vyplývá z Vjatskinovy teorie poměrně složitý vztah, který zde nebudeme uvádět, ale všimneme si, jakým výrazem lze popsat závislost intenzity maxima na prostorovém úhlu, do něhož jsou elektrony po interakci s pevnou látkou rozptýleny. Pro případ malých rozptylových úhlů  $\vartheta$  vyplývá z Vjatskinovy teorie vztah:

$$(5) \quad dQ = \frac{dO}{(\text{konst} + \vartheta^2)^2},$$

$Q$  je účinný průřez,  $dO$  je element prostorového úhlu  $dO = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ , kde  $\varphi$  je azimut.

Na základě teorie individuálních srážek lze vysvětlit existenci řady hodnot diskrétních ztrát ve spektrech charakteristických ztrát energie elektronů a též některé závislosti, např. závislost hodnot diskrétních ztrát nebo závislost intenzit maxim na rozptylovém úhlu. Potíže s interpretací vznikají především u úzkých maxim, s kterými se setkáváme, např. u Al, Be a Mg. Pod pojmem úzkého maxima rozumíme obvykle maximum, jehož pološířka není větší než dvojnásobek až třínásobek pološířky maxima pružně odražených elektronů.

## 2. Plazmové kmity

Skutečnost, že teorie individuálních srážek není schopna vysvětlit existenci řady výrazných maxim ve spektrech charakteristických ztrát, vede k domněnce, že existuje jiný mechanismus interakce elektronů s pevnou látkou.

PINES, BOHM a NOZIÉRES předpokládali, že primární elektrony interagují uvnitř kovového vzorku s kolektivem volných elektronů.

Volné elektrony tvoří v kovu elektronový plyn o hustotě  $10^{22} - 10^{24}$  elektronů na  $\text{cm}^3$ , který je neutralizován kladným nábojem iontů. Elektronový plyn může následkem excitace vykonávat kmity o frekvenci až  $10^{15}$  Hz, což odpovídá energii 10–20 eV.

Předpokládáme, že primární elektrony předávají při interakci s pevnou látkou část své energie kolektivu elektronů a ty začnou jako celek vykonávat kmity, které nazýváme kolektivní nebo plazmové. Množství energie, které předávají primární

elektrony při interakci, odpovídá celočíselným násobkům elementárního kvanta energie  $\hbar\omega_p$ , kde  $\omega_p$  je kruhová frekvence plazmových kmitů. Je-li  $n$  hustota elektronů,  $m$  hmota elektronu,  $e$  elementární náboj a  $\epsilon_0$  dielektrická konstanta vakua, je plazmová frekvence dána vztahem:

$$(6) \quad \omega_p = \sqrt{\left(\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}\right)}.$$

Zkoumaný vzorek je v tomto vztahu charakterizován hustotou elektronů  $n$ . Zahrneme-li do hustoty všechny valenční elektrony, dostaneme dobrou shodu s experimentálními hodnotami charakteristických ztrát u řady kovů. Bereme-li např. u Al 3 elektrony na atom, dostaneme  $\hbar\omega_p = 15,8$  eV. Experimentální hodnoty leží v rozmezí 13,9 až 15,2 eV. Dobrou shodu experimentálních a teoretických hodnot obdržíme především pro ostrá maxima Al, Be, Mg a dalších látek, pro něž teorie individuálních srážek nenacházela vysvětlení. S nesouhlasem se setkáváme u širokých maxim např. u Cu, Au.

Z teorie plazmových kmitů vyplývají též výrazy pro účinný průřez a pro závislost energie charakteristických ztrát na úhlu rozptylu. Tyto vztahy jsou podobné těm, které byly uvedeny v souvislosti s teorií individuálních srážek elektronů.

Při interakci primárních elektronů s pevnou látkou se uplatňují oba popsané mechanismy a nelze tedy interpretovat spektrum charakteristických ztrát energie elektronů jako celek, ale je zapotřebí studovat každé maximum ve spektru zvlášť.

### 3. Povrchové plazmové kmity

RITCHIE předpověděl existenci plazmových kmitů, které nevznikají v objemu vzorku, nýbrž na jeho povrchu. Existenci povrchových plazmových kmitů experimentálně prokázali POWELL a SWAN. Pro kruhovou frekvenci povrchových kmitů vyplývá z teorie hodnota o něco nižší než pro objemové kmity:

$$(7) \quad \omega_0 = \frac{\omega_p}{\sqrt{(1 + \epsilon)}},$$

kde  $\omega_p$  je kruhová frekvence objemových kmitů,  $\epsilon$  je dielektrická konstanta povrchové vrstvy. Položíme-li  $\epsilon = 1$ , dostaneme pro energii  $\hbar\omega_0 = 0,7\hbar\omega_p$ .

Mnohdy nelze na základě hodnoty energie ztráty rozhodnout, zda jde o ztrátu způsobenou excitací povrchových nebo objemových kmitů. V takovém případě zkoumáme závislosti intenzity ztráty na

- a) tloušťce vzorku,
- b) úhlu rozptylu při kolmém dopadu primárních elektronů,
- c) úhlu dopadu primárních elektronů,
- d) úhlu rozptylu při šikmém dopadu primárních elektronů.

a) Při průchodu primárních elektronů vzorkem dochází k excitaci objemových a povrchových plazmových kmitů. Můžeme očekávat, že intenzita ztráty způsobené excitací objemových kmitů bude závislá na tloušťce vzorku. Intenzita ztráty způsobené nabuzením povrchových kmitů bude naopak na tloušťce vzorku nezávislá.

b) Uvažujeme-li závislost intenzity charakteristické ztráty energie elektronů na úhlu rozptylu  $\vartheta$ , zjistíme, že s rostoucím rozptylovým úhlem intenzita rychle klesá. Pro objemové ztráty klesá intenzita jako  $\vartheta^{-2}$  a pro povrchové jako  $\vartheta^{-3}$ .

c) Nechť dopadají primární elektrony na vzorek pod určitým úhlem  $\alpha$ , který svírá normála k povrchu vzorku s dopadajícím paprskem. Je zřejmé, že čím bude úhel  $\alpha$  větší, tím menší bude hloubka povrchové vrstvy, do níž proniknou elektrony, a dojde tedy k excitaci převážně povrchových kmitů. Budeme-li úhel  $\alpha$  zmenšovat, budou se naopak excitovat kmity objemové na úkor povrchových. Bylo zjištěno, že se intenzita povrchové ztráty mění s úhlem  $\alpha$  jako  $1/\cos \alpha$ .

d) Dopadá-li primární svazek elektronů kolmo k povrchu zkoumaného vzorku, závisí intenzita ztráty na úhlu rozptylu  $\vartheta$ , jak bylo výše uvedeno. Nechť nyní dopadají primární elektrony pod určitým úhlem k povrchu vzorku. V tomto případě bude existovat složka impulsu kolmá k povrchu vzorku, která nemá vliv na excitaci povrchového plazmonu. Složky impulsu rovnoběžné s povrchem budou mít pro různé azimuty různé velikosti, což znamená, že pro šikmý dopad elektronů na vzorek dojde k nesymetrii v úhlové závislosti intenzity charakteristické ztráty energie elektronů.

## ANALÝZA ENERGIÍ ELEKTRONŮ PO INTERAKCI S PEVNOU LÁTKOU

Nejdůležitější částí všech experimentálních zařízení pro studium charakteristických ztrát energie elektronů je analyzátor energie elektronů. Základním požadavkem kladeným na analyzátor je, aby svou konstrukcí zajišťoval co největší rozlišovací schopnost.

### 1. Metody měření charakteristických ztrát energie elektronů pomocí primárních elektronů malých energií

#### a) Metoda brzdného pole

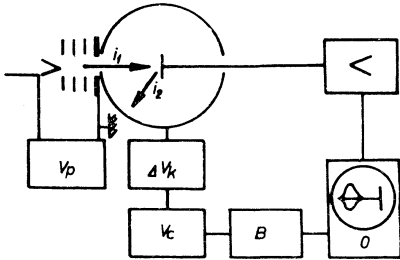
Metody brzdného pole se nejčastěji používá při studiu odražených elektronů v kulovém kondenzátoru typu Lukirského. Schematický náčrt aparatury je na obr. 2. Je-li potenciál sférického kolektoru o  $V_s$  nižší než potenciál vzorku, dopadají na kolektor jen ty odražené, popř. sekundární elektrony, které mají energii  $E$  rovnu  $eV_s$  nebo vyšší. Je-li rozdělení energií dáno funkcí  $F(E)$ , pak proud, který protéká obvodem kolektoru, bude:

$$(8) \quad i_s = \int_{eV_s}^{\infty} F(E) dE.$$

Odtud dostaneme pro rozdělovací funkci:

$$(9) \quad F(E) = - \frac{di_s}{d(eV_s)}$$

Křivku energetického rozdělení odražených elektronů lze získat derivováním  $i_s$  podle energie. Tím je dána poměrně malá přesnost této metody.

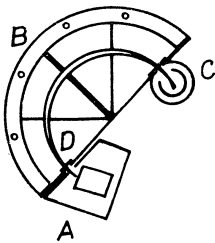


Obr. 2. Blokové schéma zařízení pro zkoumání energetického spektra odražených a sekundárních elektronů malé primární energie metodou brzdného pole:  $V_p$  — zdroj k napájení elektronového děla,  $V_k$  — zdroj sinusového napětí,  $B$  — zařízení sloužící k rozkladu paprsku osciloskopu a k přivádění narůstajícího napětí na kolektor,  $O$  — elektronkový osciloskop,  $<$  — předzesilovač.

Metodou brzdného pole je možné získat bezprostředně křivku rozdělení energie elektronů, jestliže přivedeme proměnnou složku malé amplitudy k brzdnému potenciálu a měříme amplitudu první harmonické složky sekundárního elektronového proudu.

Výhoda metody kulového kondenzátoru záleží v tom, že lze provádět analýzu téměř všech odražených a sekundárních elektronů, a to na rozdíl od metod magnetických.

#### b) Metoda příčného magnetického pole



Obr. 3. Příčný průřez magnetickým analyzátozem, kterého použil Rudberg.  $A$  — zdroj primárních elektronů,  $B$  — analyzátoz,  $C$  — kolektor,  $D$  — vzorek.

Aparatura je schematicky znázorněna na obr. 3. Sekundární a odražené elektrony jsou vychylovány příčným magnetickým homogenním polem a vykonávají pohyb po kruhových trajektoriích. Mezi poloměrem trajektorie  $r$ , intenzitou magnetického pole  $H$  a rychlostí elektronu  $v$  platí:

$$(10) \quad H \frac{e}{m} r = v ;$$

$e$  a  $m$  je náboj a hmota elektronu. Proud dopadající do Faradayova válce  $I_c$  se měří v závislosti na hodnotě intenzity magnetického pole  $H$ . Je-li  $\varphi(v)$  rozdělení sekundár-

ních elektronů podle rychlostí, pak:

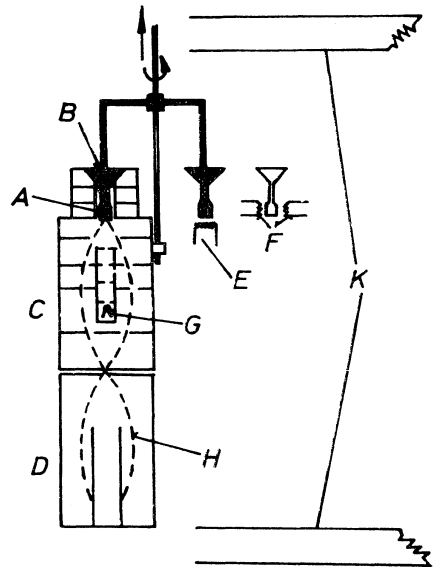
$$(11) \quad \varphi(v) = I_c \frac{m}{eHr \frac{\Delta r}{r}} = \frac{I_c}{v} \frac{1}{f},$$

kde  $f = \Delta r/r$  je konstantní veličina pro daný přístroj.

Výhodou metody příčného magnetického pole je velká rozlišovací schopnost. Nevýhodou je, že se provádí analýza jen malé části elektronů, což vyplývá z ohraničeného prostorového úhlu, který je určen rozměry vstupní štěrbiny analyzátoru.

### c) Metoda podélného magnetického pole

Základem této metody je skutečnost, že elektrony emitované bodovým zdrojem se stejnou rychlostí a pod stejným úhlem k siločarám homogenního magnetického pole jsou fokusovány opět do jednoho bodu. Vzdálenost mezi bodem obrazu a bodovým zdrojem je úměrná rychlosti elektronů a nepřímo úměrná intenzitě magnetického pole. Experimentální uspořádání znázorňuje obr. 4.



Obr. 4. Zařízení pro měření energetického rozdělení odražených elektronů metodou podélného magnetického pole podle Kollatha. *A* – vzorek, *B* – otáčivý nosič vzorku, *C* – analyzátor, *D* – kolektor, *E* – vlákno pro napařování, *F* – žhavicí vlákno, *G* – zdroj primárních elektronů, *H* – dráha odražených a sekundárních elektronů, *K* – Helmholtzovy cívky.

### d) Elektrostatický analyzátor 127°

Konstrukce analyzátoru je znázorněna na obr. 5. Napětí  $V_a$  přiložené mezi odkloňující elektrody analyzátoru je spjato s energií elektronu  $eV_0$  schopného projít mezi oběma štěrbinami analyzátoru na kolektor následujícím vztahem:

$$(12) \quad V_a = 2V_0 \ln \frac{b}{a},$$

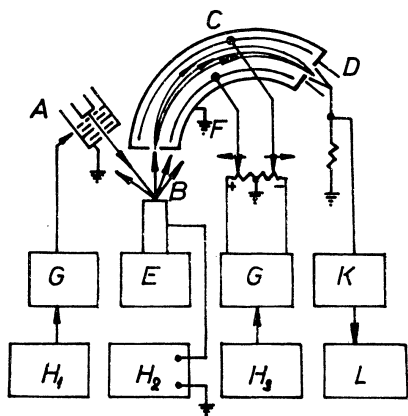
kde  $a$  a  $b$  jsou poloměry vnitřní a vnější odchylovačící elektrody. Je tedy energie elektronů lineárně závislá na napětí odchylovačících elektrod analyzátoru. Interval energií  $\Delta eV$



skupiny elektronů se střední energií  $eV$ , schopných projít přes štěrbinu analyzátoru, je dán následujícím výrazem:

$$(13) \quad \Delta eV = eV \frac{\Delta R}{R_0},$$

kde  $\Delta R$  je šířka jedné štěrbiny a  $R_0$  střední poloměr odchylicích elektrod.



Obr. 5. Uspořádání analyzátoru  $127^\circ$ . *A* — zdroj primárních elektronů, *B* — vzorek, *C* — analyzátor, *D* — kolektor, *F* — stínění, *G* — měřicí přístroj; *H* — zdroje, napětí:  $H_1$  elektronového děla,  $H_2$  vzorku,  $H_3$  analyzátoru; *K* — elektrometr, *L* — zapisovač, *E* — zdroj pro ohřev vzorku.

Výhodou elektrostatického analyzátoru  $127^\circ$  je jednoduchost konstrukce, malé rozměry a nepřítomnost magnetického pole.

## 2. Metody měření charakteristických ztrát energie elektronů pomocí primárních elektronů vysokých energií

Pro studium charakteristických ztrát energie elektronů použil v roce 1941—1948 RUTHEMANN primárních energií řádově keV. Většina prací v tomto oboru energií primárních elektronů byla provedena metodou průchodu tenkou fólií.

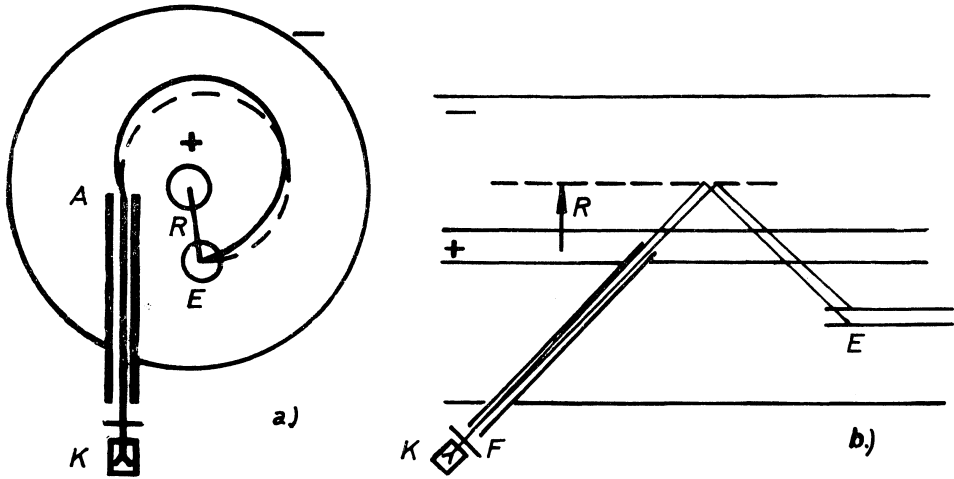
### a) Analyzátor s příčným magnetickým polem

Analyzátor s příčným magnetickým polem použil pro své experimenty RUTHEMANN [20]; snažil se především o zvýšení rozlišovací schopnosti analyzátoru. Pro studium charakteristických ztrát energie elektronů užil primární elektrony o energii 6 keV a studoval energetické rozdělení elektronů prošlých hliníkovou fólií. Ruthemannův analyzátor měl 7krát větší poloměr než Rudbergův, takže rozlišovací schopnost Ruthemannova analyzátoru byla podstatně větší.

### b) Elektrostatický analyzátor se spirálovou fokusací

Elektrostatické pole válcového kondenzátoru fokusuje elektrony s danou tangenciální složkou rychlosti na povrchu koaxiálního válce, na němž leží vstupní štěrbinu

i výstupní štěrbinu. Elektronové paprsky vstupují do analyzátoru pod úhlem  $45^\circ$  vzhledem k ose válce. Zobrazení odpovídající různým hodnotám energie elektronů se rozprostírá rovnoběžně s osou válce (obr. 6).



Obr. 6a. Elektrostatický analyzátor Gaborův: Trajektorie paprsků s radiální fokusací při pohledu podél osy válce. *K* – katoda, *A* – vstupní clona, *E* – kolektor.

Obr. 6b. Elektrostatický analyzátor Gaborův: Trajektorie paprsků při pohledu kolmo k ose válce. *K* – katoda, *F* – vzorek, *E* – kolektor.

c) Analyzátor využívající chromatickou aberaci mimoosových paprsků v některých typech elektrostatických čoček

Umístí-li se nad válcovou elektrostatickou čočkou štěrbinu tak, že leží mimo optickou osu čočky, je poloha obrazu štěrbinu velmi citlivá k malým změnám rychlostí elektronů. Taková konstrukce elektrostatické analyzující čočky se obvykle umísťuje do systému standardního elektronového mikroskopu, takže je možná kontrola stavu zkoumaného vzorku.

Průchod elektronů stejné rychlosti elektrostatickou čočkou v závislosti na vzdálenosti od osy čočky je znázorněn na obr. 7. Je výhodné umístit štěrbinu v takové vzdálenosti od osy čočky, aby trajektorie elektronů měla teleskopický průběh (paprsek 2 obr. 7). V tomto případě se dosahuje vysoké citlivosti ke změně rychlosti elektronů a lineární závislosti mezi změnou rychlosti a hodnotou posuvu obrazu štěrbinu.

Abychom obdrželi výraz pro disperzi elektrostatického analyzátoru, musíme vyjádřit posuv obrazu štěrbinu na stínítku  $y_a$  při změně urychlovacího napětí:

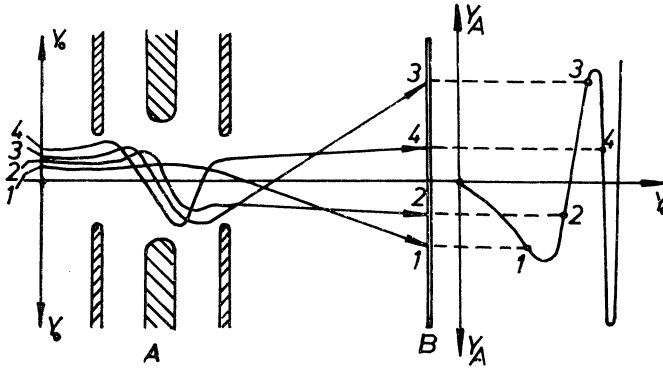
$$(14) \quad \Delta Y_a = M C_{ch} Y_0 \frac{\Delta V}{V},$$

kde  $M$  je zvětšení čočky,  $C_{ch}$  je koeficient chromatické aberace a  $V$  urychlovací napětí.

Lineární disperze je:

$$(15) \quad \delta = \frac{MC_{ch}Y_0}{V}$$

Rozlišovací schopnost elektrostatické čočky je závislá na šířce obrazu štěrbin, která je dána šířkou samotné štěrbin, rozptylem počátečních rychlostí elektronů,



Obr. 7. Trajektorie elektronových svazků v elektrostatické čočce a závislost jejich odklonu  $y_a$  na vzdálenosti od osy  $y_0$  na vstupu čočky. *A* — analyzující čočka, *B* — stínítko.

aperturním úhlem v rovině štěrbin a aberacemi čočky. Aby se dosáhlo stejné rozlišovací schopnosti v celé oblasti zkoumaného spektra, používá se druhá štěrbina umístěná před stínítkem, a to tak, aby umožňovala průchod jen teleskopických paprsků.

#### d) Metoda brzdného pole

Základním nedostatkem této metody je, že dává jen integrální křivky energetického rozdělení; tento nedostatek odstranil STEINMAN použitím derivačního impulsního obvodu.

BLACKSTOSK, BIRKHOFF a SLATER použili kombinaci metody brzdného pole a elektrostatického analyzátoru tím, že nejprve urychlili primární elektrony na energii 20—100 keV, nechali je projít zkoumanou fólií a zpomalili je brzdným polem na 100 eV a vlastní energetickou analýzu prováděli jednoduchým elektrostatickým analyzátozem.

#### e) Inverzní metoda brzdného pole

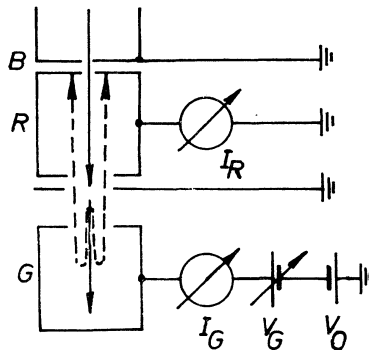
Uvedená metoda odstraňuje nevýhodu metody brzdného pole, a to vliv kolísání proudu na přesnost měření, zvláště v energetické oblasti maximálního proudu kolektoru, to je v případě měření malých hodnot energetických ztrát. Princip inverzní metody brzdného pole je graficky znázorněn na obr. 8. Na kolektor *G* dopadají jen ty elektrony, jejichž energie odpovídá napětí většímu než  $V_0 + V_G$  a vytvářejí proud  $I_G$ . Elektrony s menší energií jsou reflektovány a měřeny na kolektoru  $R(I_R)$ .

Celkový proud vytváří součet obou částí:

$$(16) \quad I_c = I_G(V_G) + I_R(V_G) + \text{konst}$$

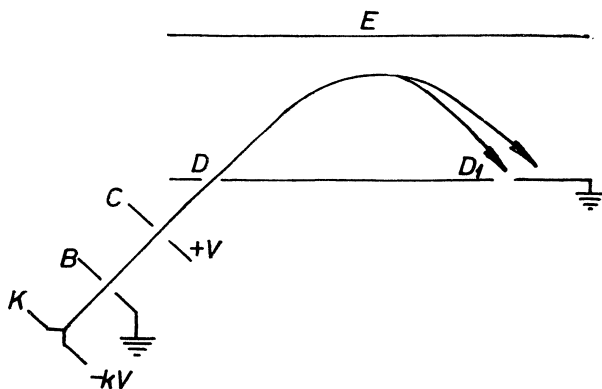
a musí mít při všech hodnotách brzdného napětí stejnou konstantní hodnotu. Funkce  $I_R(V_G)$  je inverzní brzdná křivka, která vytváří zrcadlový obraz brzdné křivky  $I_G(V_G)$ .

Obr. 8. Principiální schéma inverzní metody brzdného pole.  $B$  – clona,  $G$  – kolektor s brzdným polem,  $R$  – kolektor reflektovaných elektronů,  $I_R$  – proud reflektovaných elektronů,  $I_G$  – proud na kolektoru  $G$ ,  $V_0$  – potenciál katody,  $V_G$  – proměnné brzdné napětí.



#### f) Rovinný kondenzátor

Konstrukce je znázorněna na obr. 9. Elektrony jsou emitovány katodou  $K$ , jsou urychlovány a fokusovány elektronovým dělem  $B$  na potenciál 1 keV, dále se urychlují, procházejí zkoumaným vzorkem  $C$  a jsou brzděny na dráze  $CD$  na energii asi 1 keV, s kterou vstupují do homogenního elektrostatického pole rovinného kondenzátoru  $DE$ , pod středním úhlem  $45^\circ$ . Svazek se vrací na destičku  $D$  v oblasti  $D_1$ . Vzdálenost  $DD_1$  je úměrná energii elektronů. Autoři uvádějí, že při vhodné konstrukci zařízení dosáhli větší rozlišovací schopnosti než MÖLLENSTED. Analýza nevyžaduje derivování výsledků a vstup i výstup analyzátoru je na potenciálu země, čímž předčí typ Hughes-Rojanského.



Obr. 9. Rovinný kondenzátor.  $K$  – katoda,  $B$  – elektronové dělo,  $C$  – vzorek,  $D$  – vstupní štěrbinu,  $D_1$  – výstupní štěrbinu,  $E$  – vrchní destička kondenzátoru.

## 2.3 Studium charakteristických ztrát energie elektronů v daném směru

LEONHARD a WATANABE použili pro studium úhlové závislosti elektrostatický analyzátor v podstatě Möllenstedtova typu se vstupní šterbinou, která propouští elektrony rozptýlené v relativně velkém prostorovém úhlu, a to ve směru délky šterbiny. Na základě energetického spektra sestrojuje se diagram úhlových ztrát, kde se na ose úseček vynáší  $x = \Delta E/2E$  a na ose pořadnic úhel rozptylu.  $\Delta E$  je ztráta energie a  $E$  primární energie. Úhel rozptylu se stanoví z poloměru difrakčních kruhů.

Metody brzdného pole pro studium úhlového rozdělení použil HABERSTROH a MAYER. Umístíme-li za zkoumaný vzorek a před brzdné pole kruhovou clonu, měříme proud všech elektronů rozptýlených do kužele, jehož rozměry jsou dány geometrickou konstrukcí aparatury. Měníme-li otvor kruhové clony, můžeme obdržet integrální úhlové rozdělení.

### ZÁVĚR

Studiu charakteristických ztrát energie elektronů se v posledních letech věnuje značná pozornost, poněvadž objasnění interakce elektronů s pevnou látkou má obecný význam pro fyziku pevných látek a mnohých poznatků studia charakteristických ztrát lze využít ve fyzikálních oborech, jako je fyzikální elektronika, fyzika polovodičů a elektronová mikroskopie. Starší práce o charakteristických ztrátách energie elektronů byly zatíženy nepřesnostmi, které plynou z nedostatků experimentální techniky.

Během posledních let byly odstraněny dvě základní překážky stojící v cestě výzkumu v uvedeném oboru. Byly zkonstruovány analyzátory energií elektronů s velkou rozlišovací schopností, což má velký význam pro experimenty s primárními elektrony vysokých energií. Rozvoj techniky velmi vysokého vakua umožnil měření na vzorcích pevných látek s atomárně čistým povrchem, což je též výhodné pro tento výzkum.

Interpretace výsledků měření charakteristických ztrát energie elektronů je dosud v mnoha případech problematická a lze tedy očekávat, že na poli zkoumání charakteristických ztrát energie elektronů se dosáhne podstatného pokroku jak experimentálního, tak teoretického.

### Literatura

- [1] MARTON L., LEDER L., MENDLOWITZ H.: *Advances in Electronics and Electron Physics* 7 (1955), 183, New York.
  - [2] FRIEDMANN H.: *Fortschritte d. Physik* 5 (1957), 51.
  - [3] RAETHER H.: *Phys. Blätter* 19 (1963), 203.
  - [4] KLEMPERER O., SHEPHERD J. P. G.: *Advances in Phys.* 12 (1963), 355.
- Obsáhlý seznam ostatní literatury je zájemcům k dispozici v redakci.