

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Jerzy Gierula

Metody scintilační spektroskopie záření gamma

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 2 (1957), No. 1, 44--58

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137168>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1957

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>

PROF. DR JERZY GIERULA  
(Varšava)

## METHODY SCINTILAČNÍ SPEKTROSKOPIE ZÁŘENÍ GAMMA\*)

V tomto článku se zabýváme výkladem method měření kvant záření gamma, založených na použití scintilačních počítačů. Nebudeme podrobně vykládat principy funkce scintilačního počítače; budeme předpokládat, že jsou dobře známy. Čtenáře, který by chtěl poznat konstrukci a funkci scintilačního počítače, odkazujeme na monografické články a knihy, které jsou věnovány tomuto tematmu [1, 2, 3, 4].

Podstatné vlastnosti, jimiž se liší scintilační počítače od dříve používaných detektorů záření gamma, jsou tyto:

1. vysoká účinnost na záření gamma (dosahuje téměř 100%),
2. velmi krátká mrtvá doba počítače (řádu  $10^{-7}$  až  $10^{-8}$  sekund),
3. pohodlný tvar detekční části počítače,
4. proporcionálnost velikosti impulsu a energie, již záření předává scintilátoru.

Hlavně tato poslední vlastnost je příčinou rozvoje nové techniky určování energie fotonů gamma, tak zvané scintilační spektroskopie.

Popíšeme stručně mechanismus funkce scintilačního počítače. V prvním aktu vzájemného působení je energie kvanta gamma předána elektronu v scintilátoru. To se může stát třemi způsoby: Comptonovým jevem, fotoelektrickým jevem nebo tvořením párů. V dalších aktech je již energie elektronu předávána proporcionálně. Těmito pochody jsou: vznik scintilačního záblesku, vyrazení fotoelektronů z katody fotonásobiče, proces sekundární emise elektronů na dynodách fotonásobiče a zesílení impulsu z fotonásobiče pomocí elektronkového zesilovače. Počínaje vytvořením scintilačního záblesku jsou odchylky od proporcionality jen statistické povahy. Představu o velikosti těchto fluktuací dávají tato čísla [5]: na 1 MeV energie elektronu, předané scintilátoru, připadá asi 20 000 kvant světla scintilací. Tento záblesk dá vznik emisi průměrně asi 1000 fotoelektronů z fotokatody násobiče elektronů. Vedle ryze statistických fluktuací mají na deformaci proporcionality impulsů počítače určitý vliv geometrické podmínky vzniku elektronů v scintilačním krystalu. Je-li elektron vyrazen blízko stěny krystalu, může z něho uniknout, aniž odevzdá celou svou zásobu kinetické energie, a stane se tak zdrojem impulsu menšího, než je normální impuls. Deformace proporcionality tohoto typu jsou prakticky bezvýznamné, protože doběh elektronů s energií několika MeV je v používaných krystalech řádu milimetrů, kdežto rozměry krystalů, používaných obvykle v scintilačních počítačích, jsou řádu centimetrů. Používá-li se záření kolimovaného na střed krystalu, zmenší se podstatně vliv tohoto „úniku elektronů“.

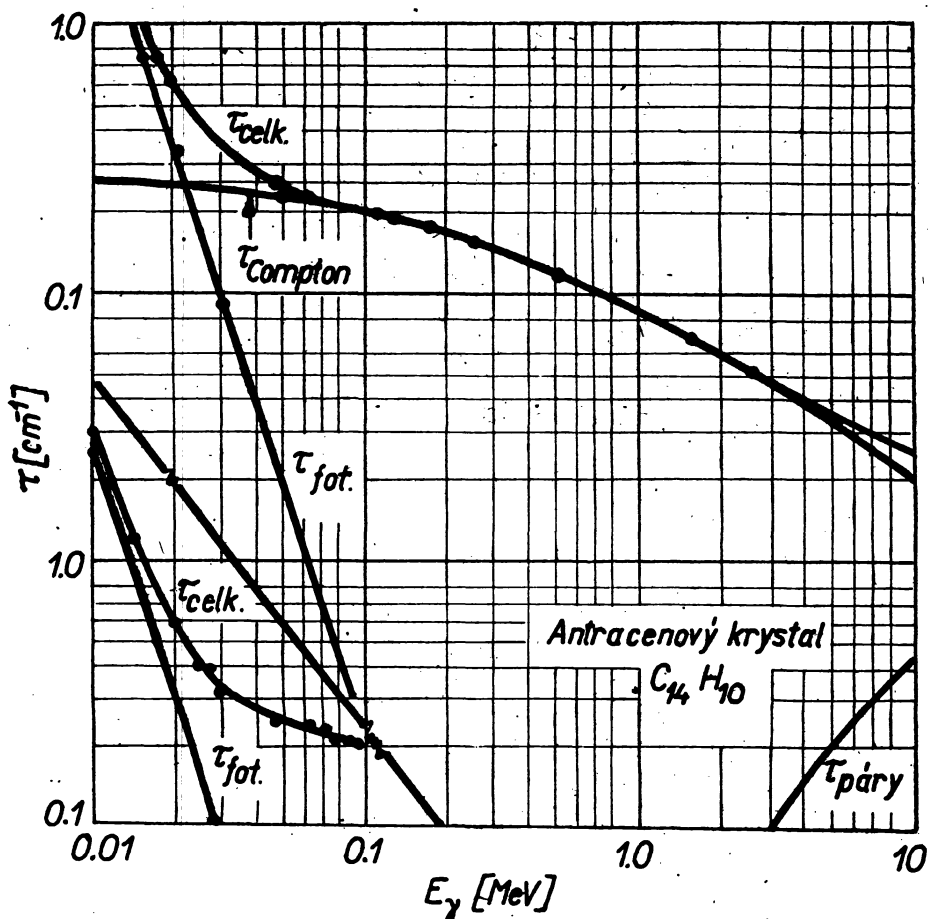
Zdržíme se nyní poněkud u prvního procesu, který nastává v scintilačním počítači, u aktu odevzdání energie kvanta gamma elektronu. S ohledem na další zachování proporcionality rozhoduje především tento akt o velikosti impulsu, vycházejícího z počítače.

Účinné průřezy pro tři základní procesy vzájemného působení záření gamma s látkou

\*) Psáno pro POKROKY MATEMATIKY, FYSIKY A ASTRONOMIE. Překlad do češtiny pořídil podle polského rukopisu dr Jaroslav Pernegr. Pozn. red.

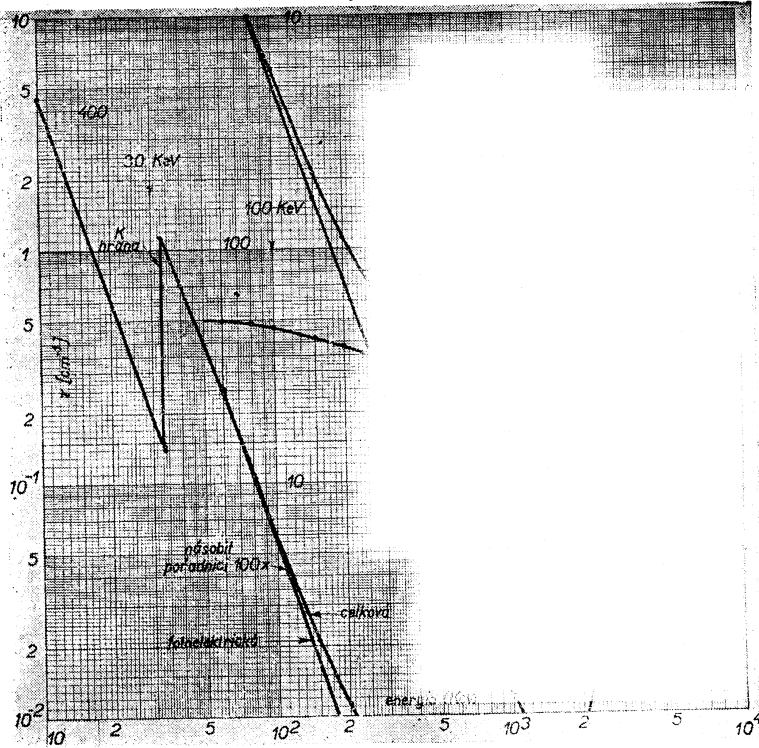
(fotoelektrický jev, Comptonův jev a tvoření párů) závisí na atomovém čísle  $Z$ . Absorpce přes fotoelektrický jev je přímo úměrná  $Z^4$ , účinný průřez pro Comptonův rozptyl vzrůstá proporcionálně se  $Z$ , kdežto pravděpodobnost tvoření párů je úměrná  $Z^2$ . Odtud je tedy zřejmé, že okolnost, který proces předávání energie v daném případě nastává, záleží podstatně na druhu použitého scintilačního krystalu.

Již při prvních pokusech s použitím scintilačních krystalů bylo zjištěno, že rozdělení velikostí impulsů závisí dosti výrazně na energii zkoumaného záření. Dost dlouho však nikoho nenapadlo, že by se tohoto jevu dalo použít k přesnému měření energie záření gamma. Bylo to způsobeno především okolností, že se do nedávna používalo převážně krystalů organických (antracen, naftalen). Vzhledem k tomu, že tyto krystaly se skládají z prvků s nízkým atomovým číslem, je zřejmé, že hlavním procesem vzájemného působení záření gamma s látkou krystalu je v tomto případě Comptonův jev. Energetické závislosti absorpčního koeficientu záření gamma v antracenu, vynesené na obr. 1, ukazují, že v oblasti od 0,1 do 3 MeV nastává více než 98% interakcí pomocí Comptonova jevu. V organických krystalech tedy vznikají především comptonovské elektrony



Obr. 1. Koeficient absorpce záření gamma v antracenu.

se spojitým energetickým spektrem. Takový scintilační počítač, ozářený monochromatickým zářením, musel by tedy dávat rozmazané, spojité spektrum impulsů. Mimo to se z počátku u scintilačních počítačů používalo diskriminátorů, odřezávajících všechny impulsy nižší než určitá mez (především pro odstranění pozadí). Křivka diskriminátoru, to jest závislost počtu impulsů na mřížkovém napětí odřezávající elektronky, poskytovala tedy jen integrální spektrum impulsů. Oba činitelé — organický krystal i diskriminátor — měly zřejmý vliv na rozmazávání křivky rozdělení impulsů a nedovolovaly v ní spatřovat zárodek nové účinné měřicí metody.



Obr. 2. Koeficient absorpce záření gamma v jodidu sodném.

Teprve práce Hofstadterovy [7, 8], v nichž bylo ukázáno, že krystaly jodidu sodného, aktivované thaliem, mají dobré vlastnosti jako scintilátory, naznačily cestu k vybudování scintilační spektroskopie. Vzájemné působení záření s těmito krystaly je podstatně jiné, než v lehkých organických krystalech. Pro malé energie (menší než 0,5 MeV) má již fotoelektrický jev důležitou úlohu, a pro energie velké (větší než 7 MeV) převažuje absorpce tvořením párů (obr. 2, [6]). Existuje oblast energií (kolem 2 MeV), v níž všechny tři procesy vzájemného působení se podílejí na produkci elektronů. Jestliže předpokládáme, že charakteristické záření roentgenovské, vzniklé při fotoelektrickém jevu zůstane úplně absorbováno v krystalu, dostaneme tyto vztahy závislosti energie elektronů na energii kvantů  $h\nu$ , které jsou s nimi v interakci:

$$E_{\text{foto}} = h\nu, \quad (1)$$

$$E_{\text{Comp}} = h\nu - h\nu'(\theta), \quad (2)$$

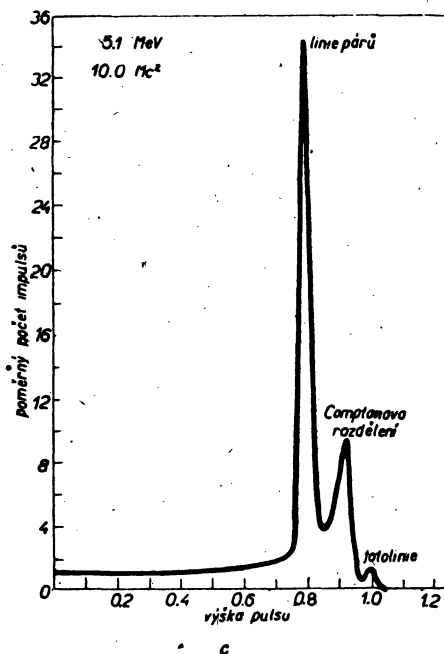
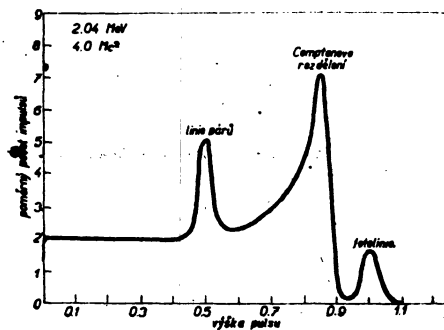
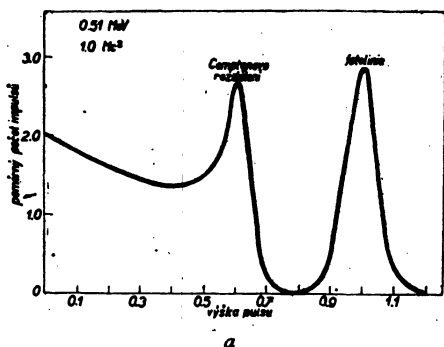
$$E_{\text{páry}} = h\nu - 1,02 \text{ MeV}. \quad (3)$$

Energetické spektrum comptonovských elektronů bude mít výrazné maximum se strany velkých energií. Jeho hodnota pro energie relativistické bude přibližně

$$E_{\text{max}} = h\nu - 0,25 \text{ MeV}. \quad (4)$$

Obr. 3 představuje theoreticky předpověděné rozdělení impulsů v scintilačním počítači s krystalem jodidu sodného pro tři hodnoty energie záření gamma [6, 9, 10, 11]. Vidíme, že každé čáře záření gamma přísluší podle energie buď trojice nebo dvojice čar rozkladu impulsů.

Experimentální zkoumání [12, 13, 14, 15] rozkladu impulsů, prováděná pomocí diferenciálního diskriminátoru, ukázala kvalitativní shodu průběhu křivek diferenciálního diskriminátoru s theoretickými předpovědmi. Na obr. 4 je křivka diskriminátoru pro záření gamma  $\text{Co}^{60}$ . Jsou na ní výrazně vyznačeny dvě fotolinie, pocházející z fotoelektronů, vytvořených kvanty s energiemi 1,17 a 1,33 MeV, a zároveň překrývající se rozklady comptonovské, vytvořené týmiž liniemi záření gamma. Obr. 5 [13] je příkladem mnohem složitějšího rozdělení, pozorovaného pro spektrum gamma  $\text{Na}^{24}$ , které se skládá ze dvou čar: 1,38 a 2,76 MeV. Horní křivka byla získána při použití krystalu NaJ (Tl) a dolní pomocí krystalu antracenu. Na křivce NaJ je výrazně patrný rozklad comptonovský i fotolinie pro záření s energií 1,38 MeV. Při této příležitosti je vhodné poznamenat, že v případě, kdy je pozorována zároveň fotolinie i linie párů pro totéž záření, lze určit absolutní energii tohoto záření bez jakékoli kalibrace aparatury.

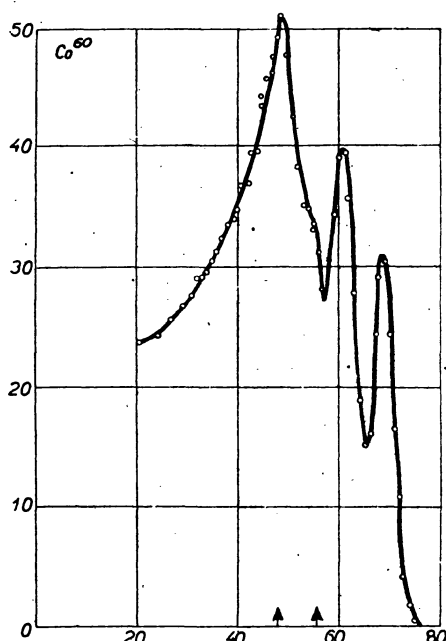


Obr. 3. Theoreticky vypočítané rozložení impulsů z NaJ pro tři hodnoty energie záření gamma.

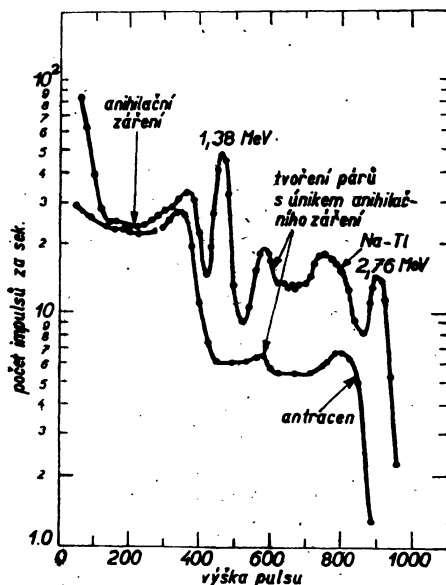
Ze vztahu (1) a (3) totiž plyne, že tato energie závisí jen na poměru poloh fotolinie a linie párů:

$$h\nu = \frac{1,02}{1 - \frac{V_{\text{páry}}}{V_{\text{foto}}}}, \quad (5)$$

kde  $V_{\text{páry}}$  a  $V_{\text{foto}}$  jsou pořadnice linií párů a fotolinií, vyjádřené v libovolných jednotkách, na příklad přímo ve voltech napětí na mřížce diskriminátoru.



Obr. 4. Rozložení impulsů pro záření gamma z preparátu  $\text{Co}^{60}$ .

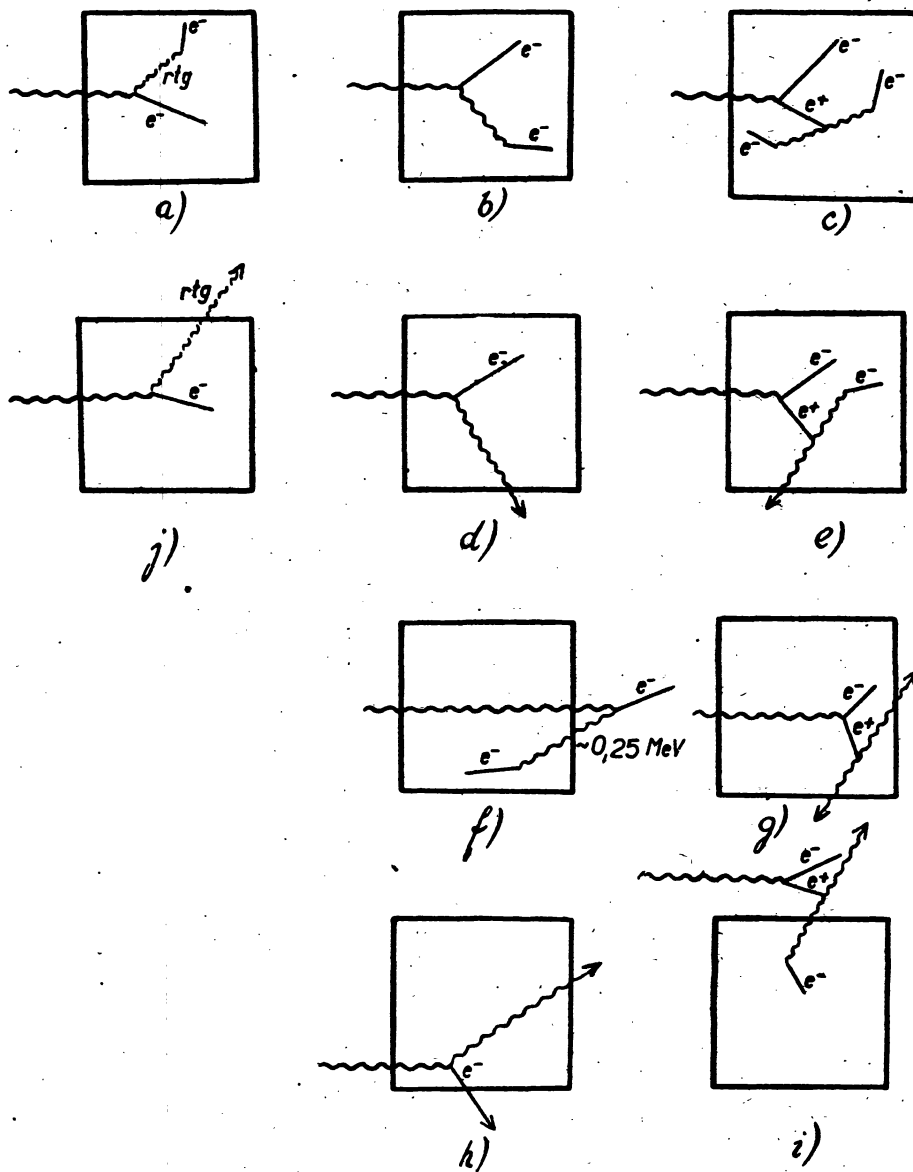


Obr. 5. Rozložení impulsů pro záření gamma z preparátu  $\text{Na}^{24}$ , získané v krystalech  $\text{NaF}$  a antracenu.

Porovnání křivky získané při použití krystalu  $\text{NaJ}$  s křivkou získanou pro antracenu ukazuje výrazně výhodnost krystalů, skládajících se z prvků s velkými atomovými čísly.

Je několik příčin kvantitativní neshody mezi křivkami diskriminátorem získanými experimentálně a křivkami theoreticky počítanými (obr. 3). Při výpočtu se totiž předpokládá, že v krystalu nastávají jen prvotní procesy. Ve skutečnosti však dochází k řadě procesů sekundárních, jejichž vlivem se mění intenzita základních linií a zároveň se objevují nové linie — „duchy“, které se v prvotním záření nevyskytují. Obr. 6 představuje řadu možností vzniku takových čar, pozorovaných ve skutečnosti. Mezi hlavní impulsy fotoelektrické (a) se mísí impulsy o stejné velikosti, vznikající v případě, kdy rozptýlený foton comptonovský je absorbován v krystalu (b). Dalším příspěvkem k impulsům téže velikosti je celková absorpce záření, vznikajícího neutralizační pozitronu v krystalu (c). Oba tyto procesy způsobují oslabení linií comptonovských a linií párů ve prospěch fotolinií. Absorpce jednoho kvanta záření pozitronové neutralizace (e) je příčinou vzniku nové linie, ležící mezi rozložením comptonovským (d) a vlastní linií páru (g). Konečně záření, rozptýlené všude v částech aparatury (f) nebo záření neutra-

lisace (i), může způsobit, že na křivce diskriminátoru se objeví dvě čáry, příslušející přibližně energiím kolem 0,25 MeV (nebo méně) a 0,51 MeV. Určitý vliv na rozložení impulsů má rovněž poloha preparátu, jehož záření zkoumáme. Záření preparátů s velkou aktivitou lze kolimovat ve směru na střed krystalu, kdežto preparáty slabé je nutno umístit co nejbližše ke krystalu. Tím vznikne jistý počet menších impulsů (h), které mají vliv na rozmazávání linií.



Obr. 6. Schema mechanismu vzniku různých impulsů.

Scintilační spektroskopy mají velmi značnou „světelnost“, která vyplývá z velké účinnosti scintilačního počítače a dále z výhodných podmínek geometrických (preparát může být dokonce vpraven dovnitř krystalu, což dává geometrii „ $4\pi$ “). Tuto světelnost se podařilo zvětšit ještě zdokonalením podmínek registrace impulsů. Na příklad použití vícekanálového diskriminátoru zkracuje dobu měření úměrně počtu kanálů. Podstatné zlepšení dává také použití katodového osciloskopu [6, 9] pro registraci impulsů. V této



Obr. 7. Spektrum impulsů pro záření gamma  $\text{Na}^{24}$ .

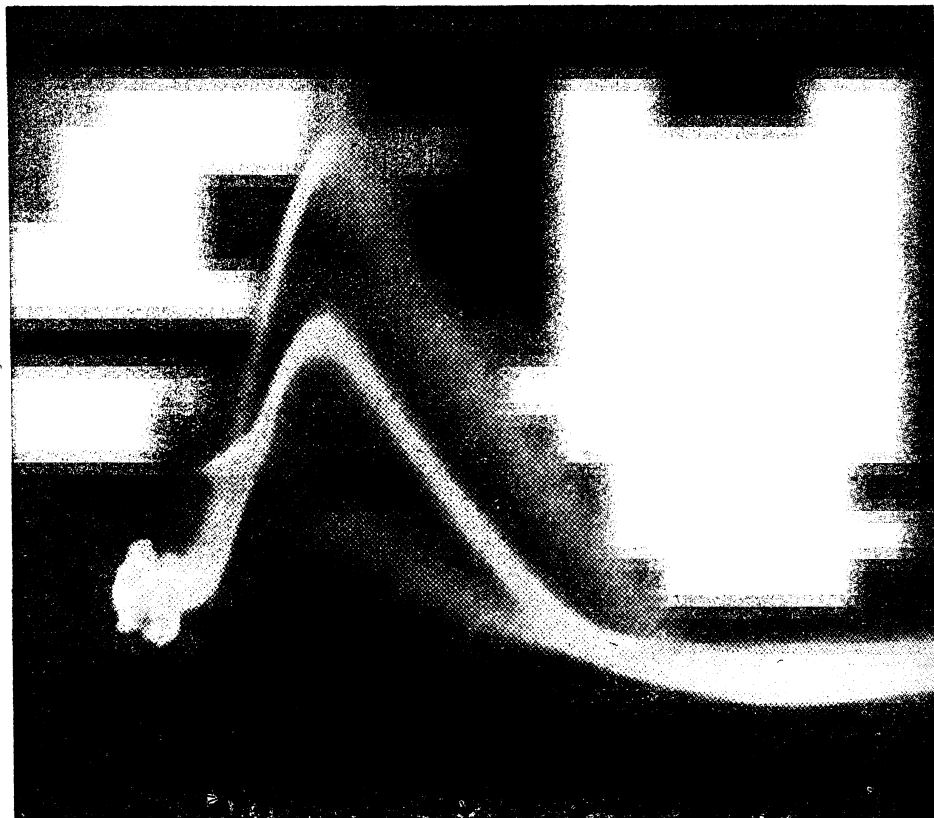
modifikaci scintilačního spektroskopu každý impuls fotonásobiče dává po zesílení jednorázově vznik časově základně osciloskopu. Tentýž impuls příslušně zpožděný způsobí potom vychýlení záblesku osciloskopu ve svislém směru. Tímto způsobem se na stínítku objevují stále v tomtéž místě impulsy rozložené v čase. Fotografujeme-li stínítko, registrujeme rozložení všech impulsů, vzniklých v době expozice. Z jasnosti stopy na fotografii soudíme na intenzitu příslušné čáry. Toto neobyčejně jednoduché uspořádání je rovnocenné funkci diskriminátoru o velmi mnoha kanálech. Obr. 7 ukazuje takto získané rozložení impulsů ze záření  $\text{Na}^{24}$ .

Uvedený způsob se znamenitě hodí k určování energií velmi slabých zdrojů. Aktivita řádu  $10^{-9}$  curie stačí k určení energie s přesností až na 1%. Hofstadter a Mc Intyre si povšimli možnosti vykrytí pomocí osciloskopu velmi slabé linie mezi čarami intenzivními. Silné linie, objevující se na stínítku osciloskopu, se prostě zablouhají. Příklad tohoto postupu je na obr. 8, který ukazuje spektrum záření gamma preparátu  $\text{Au}^{198}$ . Dolní čára představuje fotolinii známého záření 0,411 MeV, exponovanou dvě vteřiny. Horní čára, exponovaná přes 700 vteřin, přísluší záření s energií 0,66 MeV, asi 250krát slab-



šího než záření 0,411 MeV. Tato linie patrně pochází od nepatrného znečištění preparátu zlata stříbrem.

Další zdokonalení v registraci spektra impulsů z jednodokrytalového spektrometru provedli D. Maeder [16] a W. Bernstein [17]. Zdokonalení záleží v tom, že každý impuls z počítače způsobuje na osciloskopu záblesk, který cestuje přes celé stínítko a dává tak vznik čáře, probíhající ve výši proporcionální velikosti impulsu. Stínítko osciloskopu

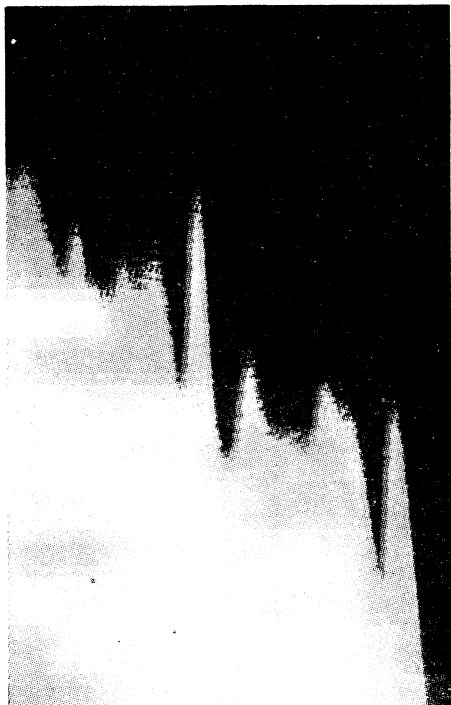


Obr. 8. Spektrum impulsů, náležejících dvěma čarám záření gamma s velmi rozdílnými intenzitami.

je přiclonoeno pomocí šedého fotometrického klínu, v němž oslabení roste od levé strany k pravé. Kontrastní fotografie oscilografu dává za těchto podmínek snímek typu obr. 9, který ukazuje spektrum Na<sup>24</sup> [18].

Z prací Johanssona [19], Ericsona a Jensena [20] vyplývá, že v rozmezí energie od 0,05 do 6 MeV je výborná proporcionalita mezi energií zkoumaného záření a výškou fotoelektrických impulsů. Z těchto prací rovněž vyplývá, že scintilačních spektrometrů lze s úspěchem použít i pro roentgenové záření. V oblasti malých energií záření (100 keV) naskýtá se tu možnost určit koeficienty vnitřní konverze [21, 22]. Pro tyto energie je totiž účinnost počítače s krystalem NaJ (Tl) o velikosti několika centimetrů prakticky 100%, jak je vidět z grafů na obr. 10. V takovém počítači pak poměr intenzit rentge-

nového záření  $K$  (vznikajícího po konverzi) a záření gamma udává prostě koeficient konverze. Také v tomto případě objevují se na křivce diskriminátoru linie — „duchy“ mezi dvěma hlavními fotoliniemi (pro nekonvertované záření gamma a pro záření  $X$  konverze). Mezi nejsilnější náleží linie, příslušející rozdílu energie záření  $K$  daného preparátu a záření  $K$  jodu (v krystalu NaJ). Je to tak zvaná linie úniku, vznikající z nepohlčeného (unikajícího z krystalu) roentgenovského fotonu, který vznikl po vyražení fotoelektronu z atomu jádra (obr. 6j, obr. 11).



Obr. 9. Spektrum impulsů pro záření gamma  $Na^{21}$ .

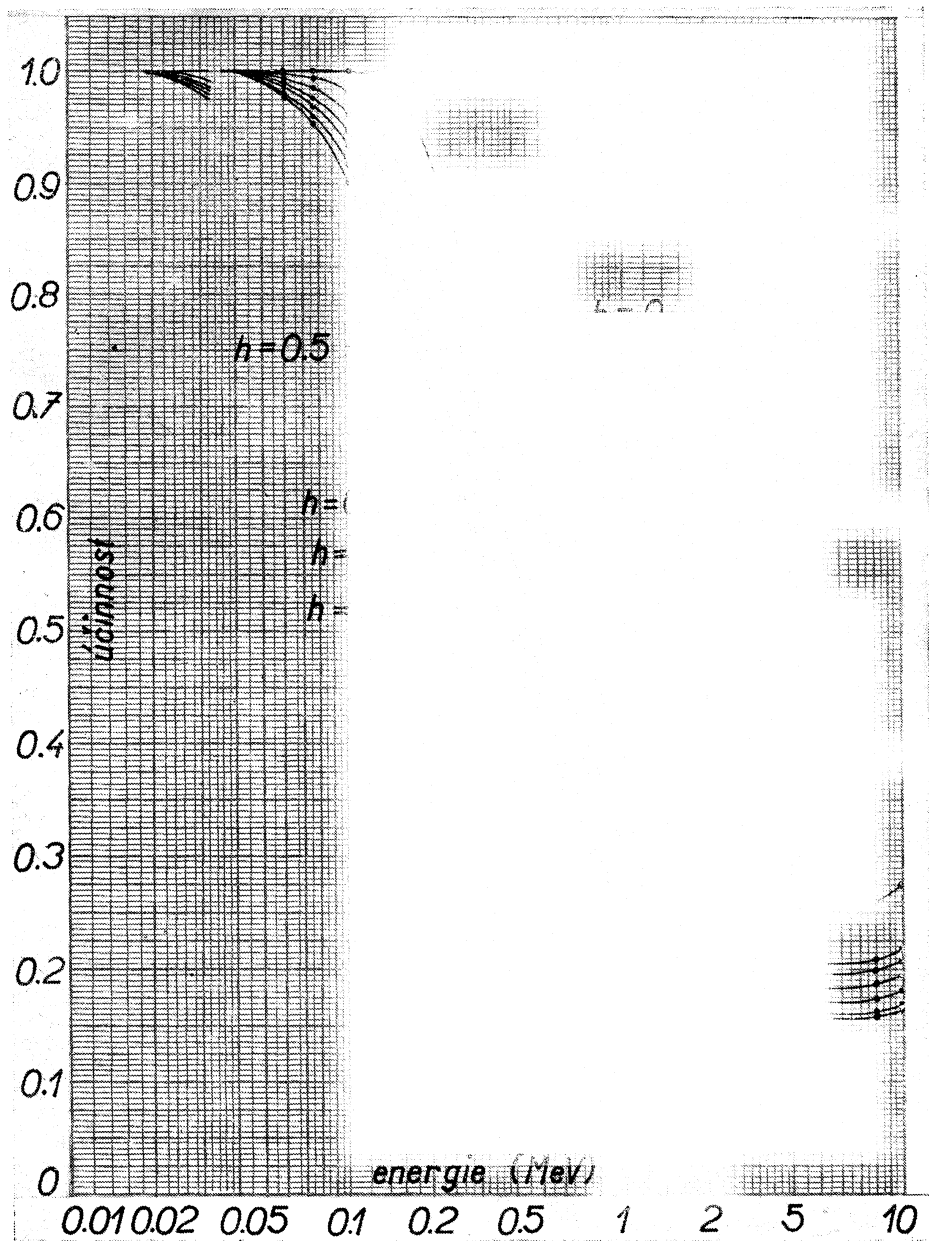
parátu  $Cr^{51}$ , získaná spektrometrem obyčejným a spektrometrem celkově absorbujícím.

V případě, že zdroj záření vysílá několik kvant gamma v kaskádě, ukazuje celkově absorbující spektrometr vedle linií příslušejících jednotlivým energiím ještě tak zvanou linii součtovou, odpovídající součtu energií všech kvantů, vyzářených v kaskádě. Obr. 14 ukazuje srovnání spekter gamma z preparátu  $Co^{60}$ , získaných obyčejným a celkově absorbujícím spektrometrem. Je odtud vidět, že spektrometr celkově absorbující se hodí znamenitě zároveň nejen k určování energií záření, nýbrž i k dešifrování schemat rozpadu.

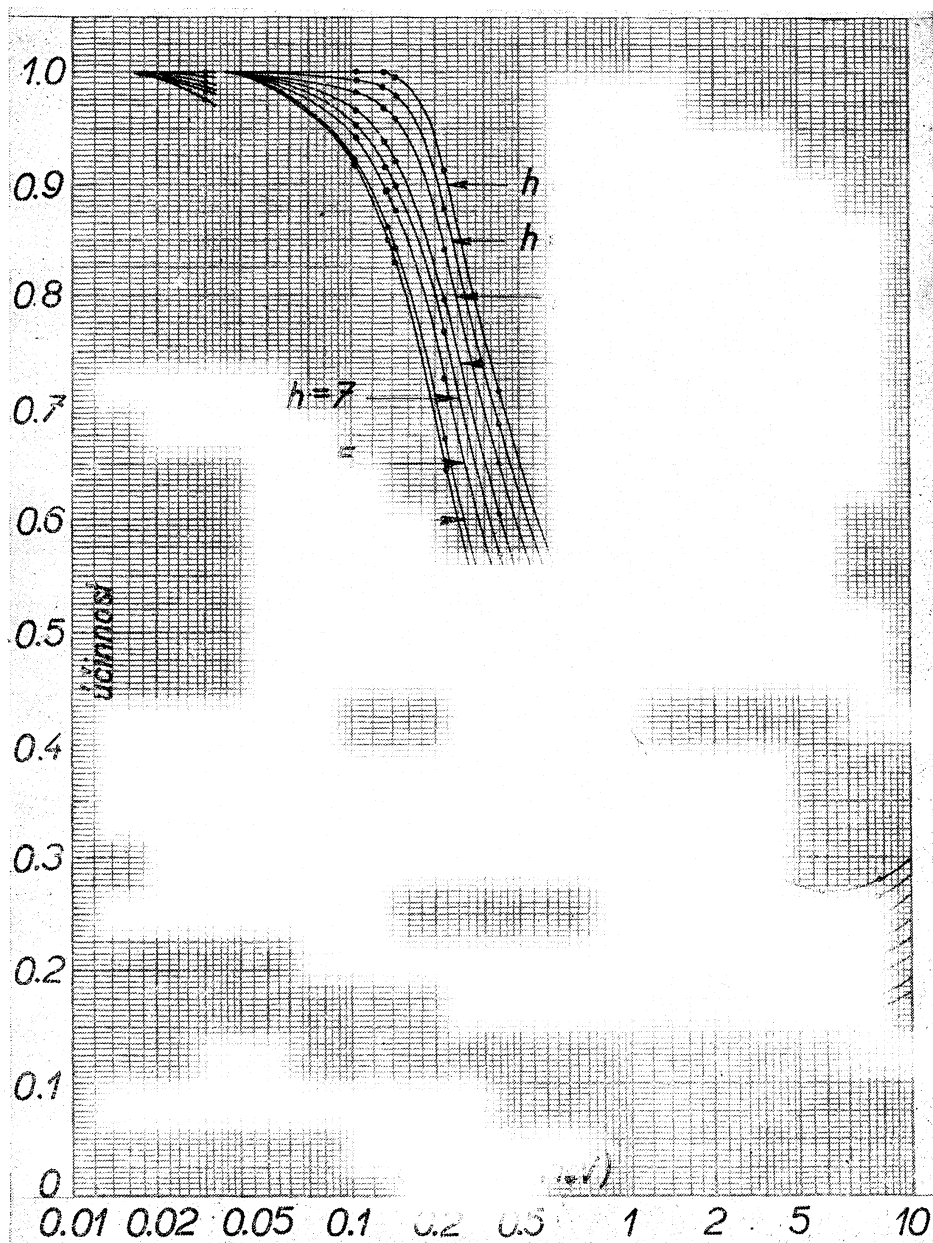
První koincidenční spektrometr postavili Hofstadter a Mc Intyre [24, 25]. Záleží v tom, že ze všech možných impulsů zaregistruje jen ty, které jsou způsobeny comptonovskými elektrony o určité energii. V tomto spektrometru dopadá svazek kolimovaného záření gamma na krystal scintilačního počítače 1 (obr. 15), v němž nastává Comptonův rozptyl. Záření, rozptýlené pod úhlem  $\theta$ , dopadá na krystal 2 druhého počítače, který pracuje v koincidenzi s prvním. Koincidenčního impulsu se použije jako signálu, který otevírá cestu impulsům z prvního počítače do diferenciálního diskriminátoru. Takto diskriminátor dostává jen impulsy comptonovské, příslušející rozptylu pod úhlem  $\theta$ , a to impulsy stejné výšky. Obvykle je výhodné umístit krystal 2 pod úhlem blízkým

V případě složitějšího spektra záření gamma mohou dávat popsané metody scintilační spektroskopie velmi neurčité, často se překrývající obrazy různých linií. Této nedokonalosti jsou prosty metody tak zvané celkové absorpce a metody koincidenční spektroskopie gamma.

Metoda celkové absorpce záleží v tom, že zdroj zkoumaného záření se umístí uvnitř velkého scintilátoru. Bell [23] zkonstruoval spektrometr tohoto typu s krystalem NaI (Tl) přibližně tvaru koule o průměru asi 13 cm. Úzkým kanálkem v krystalu lze dopravit zkoumaný preparát dovnitř. Krystal je v optickém kontaktu s fotonásobičem (obr. 12). Velké rozměry krystalu zaručují velkou pravděpodobnost, že celá energie emitovaných kvant záření bude absorbována. Tímto způsobem se ve spektru impulsů objeví jenom linie, příslušející celkové absorpci kvanta — chybí rozložení comptonovské. Skvělým příkladem předností tohoto spektrometru jsou na obr. 13 uvedené spektra gamma z pre-

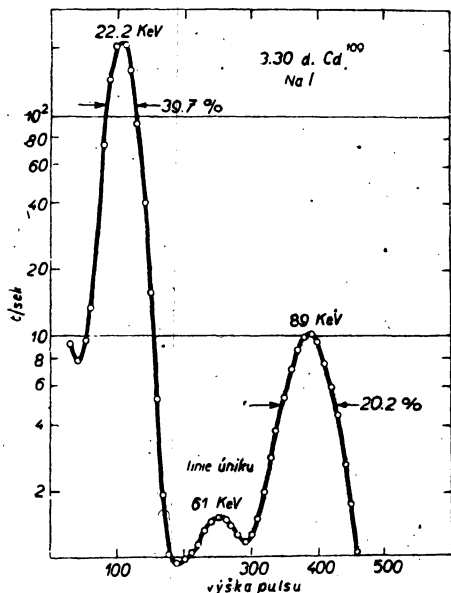


Obr. 10a. Účinnost krystalu NaF s průměrem 1,5 a tloušťkou 1 palce (1 palec = 2,5 cm) pro záření gamma v závislosti na energii pro různé vzdálenosti  $h$  preparátu od povrchu krystalu.

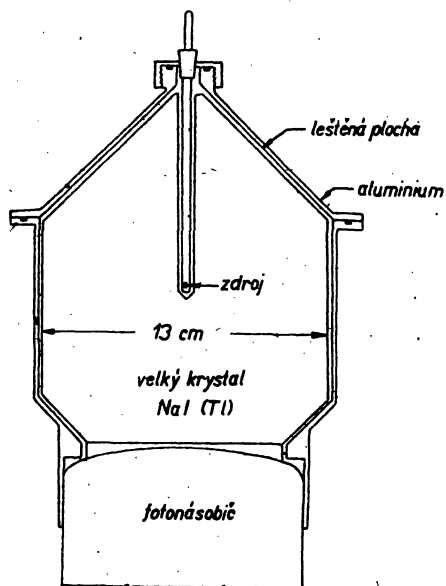


Obr. 10b. Účinnost krystalu NaF s průměrem 1,5 a tloušťkou 1 palce (1 palec = 2,5) pro záření gamma v závislosti na energii pro různé vzdálenosti  $h$  preparátu od povrchu krystalu.

180°. Spektrometr pak registruje impulsy příslušející maximální energii comptonovských elektronů. Tato energie pro  $h\nu \gg mc^2$  souvisí jednoduchým vztahem (4) s energií záření gamma. Mimo to, jak ukazují křivky na obr. 16, energie comptonovských elektronů je prakticky nezávislá na úhlu rozptylu pro úhly v rozmezí od 135° do 180°. Z toho plyne, že dokonce velké rozměry krystalu 2 nezpůsobují rozmazávání comptonovské linie, vznikající ve spektrometru.



Obr. 11. Spektrum impulsů pro záření gamma  $Cd^{109}$ .



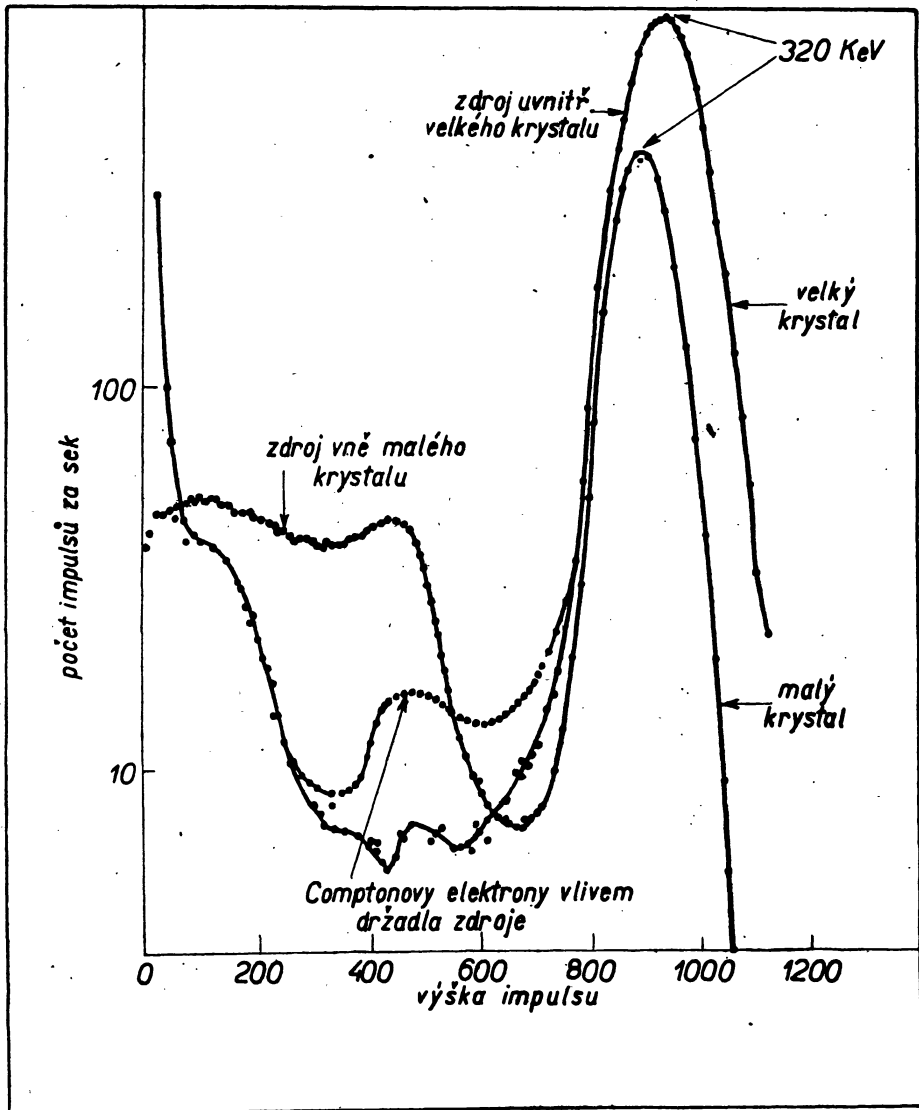
Obr. 12. Spektrometr celkově absorbující.

Ve srovnání se spektrometrem o jednom počítači má koincidenční spektrometr comptonovský mnohem menší světelnost, protože potřebuje kolimované záření. Tohoto nedostatku nemá koincidenční spektrometr, zkonstruovaný Johanssonem [26], jehož funkce záleží ve vyčlenění linií párů. Hofstadter a Mc Intyre navrhli konstrukci takového spektrometru, když zpozorovali, že v comptonovském spektrometru se objevuje rovněž slabá linie párů. Souvisí to se vznikem koincidence prostřednictvím kvantu záření, vyslaného při neutralisaci pozitronu v prvním krystalu. Obr. 17 představuje Johanssonův párový spektrometr. Zkoumané záření dopadá na krystal  $C_1$  prvního scintilačního počítače. V případě, že v krystalu vznikne elektronový pár, má záření neutralisace velkou pravděpodobnost, že vytvoří koincidence v počítačích  $C_2$  a  $C_3$ . Tento koincidenční impuls otevírá cestu do diskriminátoru současně s ním impulsu z počítače  $C_1$ . Diskriminátor analyzuje tedy jenom čisté impulsy párové. Spektrometry tohoto typu nevyžadují kolimace, a mohou být tedy použity pro slabé zdroje. Hodí se samozřejmě ke zkoumání záření s většími energiemi (více než 1,5 MeV). Srovnání účinnosti spektrometru párového a comptonovského pro různé energie provedli ostatně Maienschein a Love [27].

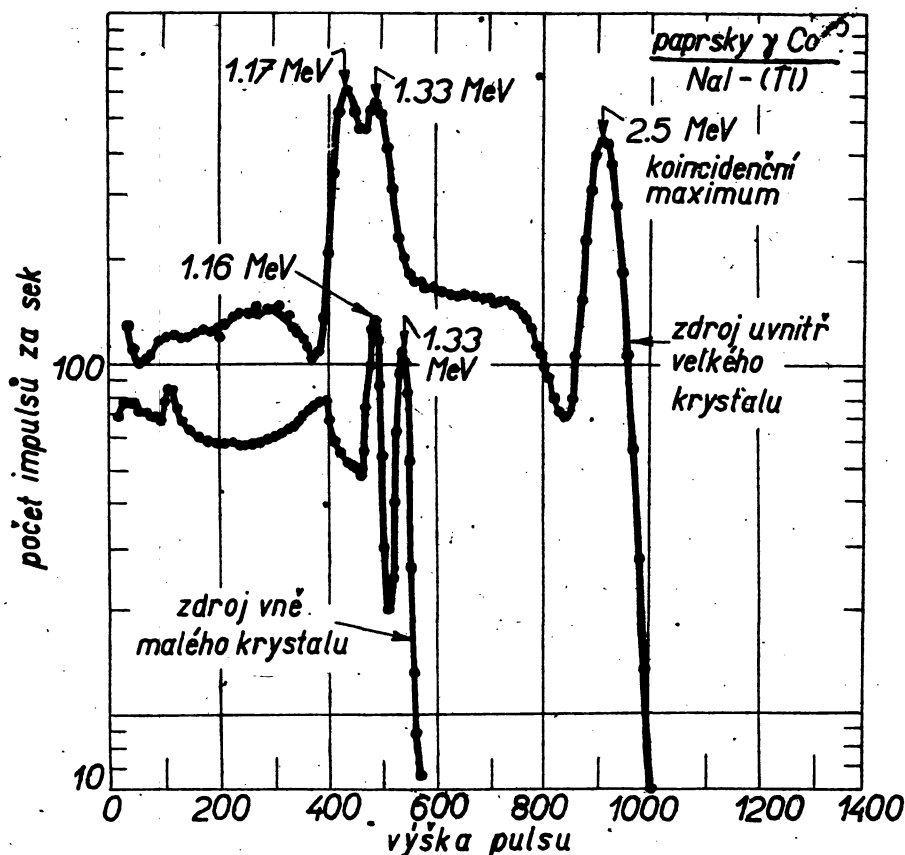
Foote a Kamm [28] modifikovali párový spektrometr tak, že přidali čtvrtý scintilační počítač s velkým krystalem, a umístili jej za krystalem  $C_1$  (se strany opačné než je zdroj)

záření). Tento počítač je zapojen v antikoincienci s počítači  $C_2$  a  $C_3$ . Účelem této úpravy je eliminace impulsů, v nichž celá energie páru nebyla odevzdána v krystalu  $C_1$  (počítač antikoincidenční vychytá elektrony a fotony roentgenovské). Tímto způsobem se zmenší rozmazanost linií, která se uplatňuje hlavně při velkých energiích.

Použití katodového osciloskopu pro vícepočítačové spektrometry [29, 30] poskytuje velmi výhodné podmínky registrace. Současné impulsy dvouscintilačních počítačů odchylují záblesk osciloskopu do dvou vzájemně kolmých směrů. V okamžiku maximální výchylky koincidenční impuls, působící na mřížku oscilografové elektronky,

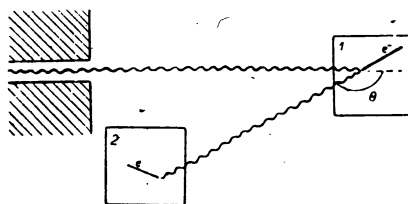


Obr. 13. Spektrum impulsů pro záření gamma  $Co^{60}$ , získané obyčejným a celkově absorbujícím spektrometrem.

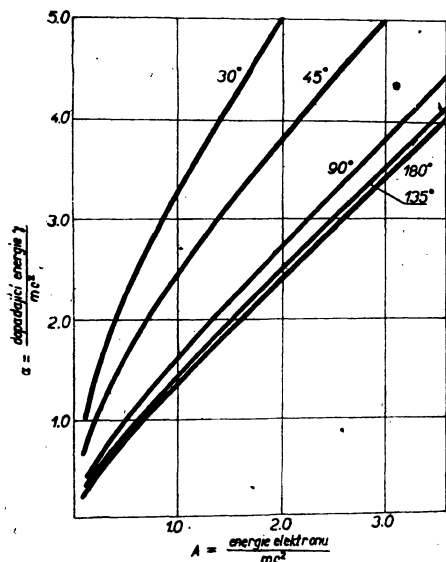


Obr. 14. Spektrum impulsů pro záření gamma  $\text{Co}^{60}$ , získané obvyčejným a celkově absorbujícím spektrometrem.

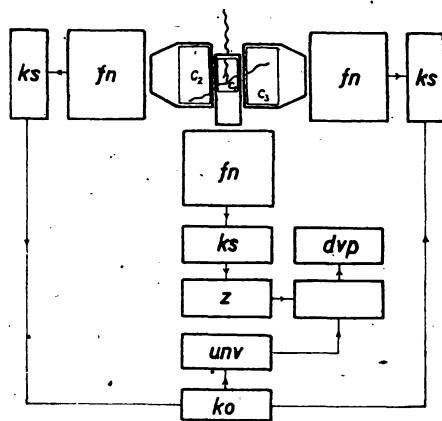
zesílí intenzitu záblesku. Takto se na stínítku osciloskopu získá rozložení koincidenčních impulsů ve tvaru jasných záblesků, jejichž souřadnice jsou úměrné velikosti jednotlivých impulsů. V tomto uspořádání procesy, v nichž součet energií je konstantní, jsou reprezentovány úhlopříčkami na osciloskopu. Tak na příklad koincidenční impulsy, způsobené Comptonovým rozptylem monochromatického záření gamma, vedou v takovém spektrometru k vytvoření jediné úhlopříčky. Comptonovský spektrometr tohoto typu nevyžaduje kolimace, a lze ho použít ke zkoumání slabých zdrojů záření gamma.



Obr. 15. Schema comptonovského spektrometru.



Obr. 16. Energie comptonovských elektronů, rozptýlených pod různými úhly.



Obr. 17. Schema párového spektrometru koincidenčního.

#### Literatura

- [1] J. B. Birks, *Scintillation Counters*, Pergamon Press, Londýn 1953 (také ruský překlad).
- [2] S. C. Curran, *Luminescence and the Scintillation Counter*.
- [3] A. Krebs, *Szintillationszähler*, Ergebnisse d. Ex. Naturwissenschaften, sv. 27, 361 (1953).
- [4] A. Hryniewicz, *Liczniki scyntylacyjne*, Postepy Fizyki, sv. 2, 88 (1951).
- [5] R. Hofstadter, J. A. Mc Intyre, *Phys. Rev.*, sv. 80, 631 (1950).
- [6] P. R. Bell, K. Siegbahn, *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam 1955.
- [7] R. Hofstadter, *Phys. Rev.*, sv. 74, 100 (1948).
- [8] R. Hofstadter, *Phys. Rev.*, sv. 75, 796 (1949).
- [9] R. Hofstadter, J. A. Mc Intyre, *Nucleonics*, sv. 7, č. 3, 32 (1950).
- [10] D. Maeder, V. Wintersteiger, *Helv. Phys. Acta*, sv. 25, 465 (1952).
- [11] D. Maeder, V. Wintersteiger, *Phys. Rev.*, sv. 87, 537 (1952).
- [12] S. A. E. Johansson, *Nature*, sv. 165, 396 (1950).
- [13] P. R. Bell, J. M. Cassidy, *Phys. Rev.*, sv. 79, 173 (1950).
- [14] J. A. Mc Intyre, R. Hofstadter, *Phys. Rev.*, sv. 78, 617 (1950).
- [15] R. W. Pringle, K. I. Roulston, S. Standil, *Phys. Rev.*, sv. 78, 627 (1950).
- [16] D. Maeder, *Helv. Phys. Acta*, sv. 20, 139 (1947).
- [17] W. Bernstein, R. L. Clore, A. W. Schardi, *Rev. Sci. Inst.*, sv. 24, 437 (1953).
- [18] D. E. Alburger, B. J. Toppel, *Phys. Rev.*, sv. 100, 1357 (1955).
- [19] S. A. E. Johansson, *Arkiv Fisik B2*(1952)
- [20] V. O. Ericson, G. Jenssen, *Phys. Rev.*, sv. 85, 150 (1952).
- [21] F. K. Mc Gowan, *Phys. Rev.*, sv. 85, 151 (1952).
- [22] R. L. Heath, P. R. Bell, *Phys. Rev.*, sv. 87, 176 (1952).
- [23] P. R. Bell, *Nucleonics*, sv. 12, č. 3, 54 (1954).
- [24] R. Hofstadter, J. A. Mc Intyre, *Phys. Rev.*, sv. 76, 1269 (1949).
- [25] R. Hofstadter, J. A. Mc Intyre, *Phys. Rev.*, sv. 78, 619 (1950).
- [26] S. A. E. Johansson, *Phil. Mag.*, sv. 43, 249 (1952).
- [27] F. Maienschein, T. Love, *Nucleonics*, sv. 12, č. 5, 6 (1954).
- [28] R. S. Foote, G. Kamm, *Phys. Rev.*, sv. 87, 193 (1952).
- [29] R. F. Post, *Phys. Rev.*, sv. 83, 886 (1952).
- [30] F. C. Campbell, *Phys. Rev.*, sv. 87, 175 (1952).