FYSIKÁLNÍ VLASTNOSTI RADIOAKTIVNÍCH ISOTOPŮ POUŽÍVANÝCH V TECHNICKÉ PRAXI

VÁCLAV PETRŽÍLKA

K PADESÁTINÁM AKADEMIKA DIONÝZA ILKOVIČE

V technické praxi se dnes velmi rychle rozšiřuje používání radioaktivních isotopů pro defektoskopii, k sledování metalurgických pochodů, k určování a kontrole tloušťky vyráběných materiálů, ke kvantitativnímu stanovení opotřebení součástí strojů a k řadě jiných úkolů. Zatím co do nedávna přicházely v úvahu pro tyto účely jen přírodní radioaktivní látky, jako radium, radon nebo mesothorium, poskytuje rychlý vývoj různých konstrukcí uranových reaktorů se značným výkonem možnost získat pro řešení uvedených otázek velký počet umělých radioaktivních isotopů, které jsou vhodnější a levnější než radioaktivní isotopy přírodní.

Při výběru příslušného radioaktivního isotopu pro jeho určité použití v technické praxi jde především o to, posoudit jeho vhodnost k tomuto účelu. Pro posouzení této vhodnosti jsou rozhodující tři veličiny, charakterisující každý radioisotop. Je to *poločas* jeho rozpadu, *energie* jeho záření a jeho *aktivita*, případně specifická aktivita.

První z nich, *poločas*, udává dobu, za kterou se polovina atomů určitého množství použitého radioisotopu samovolně rozpadne, čili rychlost, s jakou ubývá jeho aktivity. S hlediska použití radioisotopů jsou ve většině případů vhodnější radioisotopy, které mají poločas několik let, avšak pro určité účely mohou být žádoucí i radioisotopy s krátkým poločasem.[1]

Druhá z nich je *energie* vysílaného záření, která se obvykle vyjadřuje v jednotce 1 MeV (jeden milion elektronvoltů).[2]

---

[1] Poločas se udává v sekundách, minutách, hodinách a rocích, podle jeho délky.

[2] Podle definice je 1 MeV hodnota energie, kterou získá částice s jedním elementárním nábojem $e_0 = 4{,}803 \cdot 10^{-10}$ abs. elektrostat. jednotek $= 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ coulombů, proletí-li elektrickým polem s rozdílem potenciálu 1 MV (jednoho milionu voltů). Poněvadž $1\ \mathrm{MV} = \frac{10^6}{300}$ abs. elektrostat. jednotek je $1\ \mathrm{MeV} = 1{,}602 \cdot 10^{-6}$ ergů $= 1{,}602 \cdot 10^{-13}$ joulů $= 1{,}633 \cdot 10^{-14}$ kgm $= 3{,}825 \cdot 10^{-14}$ cal $= 4{,}444 \cdot 10^{-20}$ kWh.

Tabulka 1

	Zdroj	Poločas	Záření beta – Energie MeV		Záření gama – Energie MeV	Záření gama – %	Vlnová délka Å	1 mC dává ve vzdálenosti 1 m dávku	Vrstva olova v mm snižující dávku na $^1/_2$	Vrstva olova v mm snižující dávku na $^1/_{10}$	Rozměry zdrojů			Relativní aktivační doba	Optimál. obor použití
											⌀ 2 × 2 mm $V = 3{,}14$ mm³	⌀ 4 × 4 mm $V = 50{,}28$ mm³	⌀ 6 × 6 mm $V = 169{,}62$ mm³		
											specifická aktivita				
Přírodní zdroje	88 Radium Ra	1580 roků			0,241 0,352 0,610 1,129 1,244 1,778 2,220		0,0513 0,0353 0,0203 0,0109 0,0099 0,0069 0,0056	1 mg Ra 0,84 mr/hod	13	43	zdroje ve tvaru kuličky nebo válečku			—	ocel 50—200 mm
											asi 1,6 mg/mm³ ($RaSO_4$)				
	86 Radon Rn	3,83 dní			0,241 0,352 0,610 1,129 1,244 1,778 2,220		0,0513 0,0315 0,0203 0,0109 0,0099 0,0069 0,0056	1 mC 0,84 mr/hod	13	43	zdroje ve tvaru kuličky			—	ocel 50—200 mm
											100—2000 mC/mm³ vyšší spec. aktivita se dosáhne absorbováním Rn v aktivním uhlí				
	88 Mesothorium MTh (70 % MTh 30 % Ra)	26 roků			0,241 0,352 0,610 1,129 1,244 1,778 2,220 2,600		0,0513 0,0315 0,0203 0,0109 0,0099 0,0069 0,0056 0,0049	1 mg Ra ekv. 0,84 mr/hod	14	55	zdroje ve tvaru kuličky nebo válečku			—	ocel 50—220 mm
											asi 6,0 mg Ra ekviv./mm³				
	27 Kobalt Co 60	5,3 roků			1,171 1,332	100 100	0,0105 0,0093	1,35 mr/hod	13	51	300—500 mC	500—1000 mC	1000—3000 mC	175	ocel 40—150 mm
											47—80 mC/mm³	10—19 mC/mm³	6—18 mC/mm³		
Umělé zdroje	38 Stroncium Sr 90	19,9 roků	0,531		Nevysilá										
	55 Caesium Cs 137	33 roků			0,667	100	0,0185	0,35 mr/hod			250 mC	1000—2000 mC	6000—8000 mC	Odpadní produkt štěpné reakce	ocel 10—50 mm
											40 mC/mm³	20—40 mC/mm³	35—48 mC/mm³		
	63 Europium Eu 154	5,45 roků	1,58		0,344 0,123		0,0361 0,1008		< 2						
	69 Thulium Tm 170	127 dní			0,430 0,205 0,083	2,5 13,5 100	0,0287 0,0602 0,1487	0,0045 mr/hod	< 2		300—400 mC	—	—		ocel 1—10 mm hliník 5—30 mm
											47—64 mC/mm³	—	—		
	73 Tantal Ta 182	117 dní			1,225 1,139 0,222 0,152	57 37 4 2	0,0101 0,0108 0,0560 0,0812	0,61 mr/hod	13	46	50 mC	200—500 mC	500—1000 mC	16	ocel 30—130 mm
											16 mC/mm³	10—20 mC/mm³	3—6 mC/mm³		
	77 Iridium Ir 192	74 dní			0,606 0,589 0,469 0,315 0,307 0,295	8 3 28 31 15 14	0,0203 0,0209 0,0264 0,0392 0,0402 0,0418	0,27 mr/hod	2	11	700—1000 mC	3000—4000 mC	6000—8000 mC	1	ocel 10—50 mm
											220—320 mC/mm³	60—80 mC/mm³	35—47 mC/mm³		
	81 Thalium Tl 204	2,71 roků	0,765		0,076 slabé										

V tab. 1, kterou částečně sestavil dr. ing. Baimler, je poločas uveden v druhém sloupci, energie záření v třetím sloupci.

Třetí z nich je *aktivita* radioaktivního isotopu, která udává, kolik jeho atomů se rozpadlo za 1 sek. v určitém okamžiku, čili kolik částic nebo fotonů bylo radioaktivním isotopem vysláno za 1 sek. v určitém časovém okamžiku do celého prostorového úhlu 4π. Aktivitou radioaktivního isotopu se dá charakterisovat množství použitého radioaktivního preparátu. Vyjadřuje se v jednotce, která byla na počest objevitelů radia nazvána curie.[3]

Při přípravě radioaktivního isotopu je v určitých případech, na př. pro stínové obrázky zkoumaného materiálu, žádoucí, aby jeho aktivita vyjádřená obvykle v mc, byla koncentrována na co nejmenší množství látky, vyjádřené v mm^3 nebo v gramech. Podíl aktivity radioaktivního isotopu k jeho množství se nazývá *specifickou aktivitou*.

Pokud jde o *přírodní radioaktivní látky*, vyskytují se v kůře zemské buď v uranových rudách, nebo v monazitovém písku, odkud se chemicky separují, čistí se a připravují v určité sloučenině. Na př. radium bývá dodáváno pro praktické účely obvykle ve formě chloridu radnatého.

Přírodní radioaktivní látky vysílají buď záření alfa, nebo záření beta, a to *záporné* elektrony; záření alfa nebo beta může být v obou případech doprovázeno vysíláním záření gama, jehož energie má hodnotu mezi 2 až 3 MeV. Přesahuje tedy energii záření vysílaného běžně používanými roentgenovými přístroji (0,2 až 0,3 MeV), avšak je podstatně menší než energie záření buzeného v betatronech (20 až 30 MeV). Jak je patrno z připojené tabulky 1, vysílají z přírodních radioaktivních látek záření γ vhodné energie tyto prvky: radium, radon a mesothorium. Radon má však nevýhodu, že je to plyn, který je nutno jako zdroj záření připravovat vždy těsně před použitím, neboť jeho poločas je krátký, necelé 4 dny.

Ačkoliv dnes známe u každého prvku několik *umělých radioisotopů*, splňuje pouze několik z nich požadavky kladené na poločas a energii vysílaného záření, ať již jde o radioisotopy vysílající záření beta nebo záření gama. Některé umělé zářiče beta vysílají negativní, některé positivní elektrony. Z umělých radioaktivních prvků je pouze nepatrná část schopna vysílat záření alfa, na př. plutonium Pu^{239}_{94} (viz tabulky citované pod 2, 3, 4 a 5).

[3] Jednotka curie byla původně definována pro aktivitu takového množství radonu, které je v rovnováze s 1 g radia. Roku 1930 pak Mezinárodní komise radiových standardů doporučila používání této jednotky i u jiných členů řady radia, které vysílají částice alfa. Podle této definice odpovídá 1 curie takové množství radioaktivní látky, která vysílá v 1 sek. stejný počet částic alfa jako 1 g radia, t. j. $3{,}7 \cdot 10^{10}$ částic za 1 sek. Jedna tisícina curie se nazývá milicurie mc $= 10^{-3}$ curie. Jeden mikrocurie $\mu c = 10^{-3}$ mc $= 10^{-6}$ curie. Jednotky „ekvivalent mc" se dnes používá pro všechny zářiče, t. j. i pro umělé radioaktivní látky. Podle usnesení IV. mezinárodního radiologického kongresu v Londýně v roce 1950 je 1 mc takové množství radioaktivního isotopu, v němž nastává $3{,}700 \cdot 10^7$ rozpadů za 1 sek.

Poněvadž pro technickou praxi jde hlavně o použití záření beta a gama, budeme se zde zabývat jednak přípravou příslušných umělých radioisotopů, jednak vlastnostmi těchto dvou druhů radioaktivního záření.

Umělé radioaktivní isotopy se dnes připravují z největší části v *jaderných reaktorech*. Pouze v ojedinělých případech se k tomuto účelu používá *cyklotronů*. V jaderných reaktorech se volí k přípravě radioisotopů dvojí cesta.

První způsob záleží v tom, že se vzorek, na př. určité množství kobaltu, vsune dovnitř jaderného reaktoru, kde je vzorek vystaven po určitou dobu *bombardování neutronů*. Neutrony, jejichž tok dosahuje uvnitř reaktoru řádově 10^{11} až 10^{13} neutronů . cm^{-2} . sek^{-1}, jsou pohlcovány jádry vzorku, čímž se vytvoří nový isotop příslušného prvku. Na př. kobalt, který má jediný stabilní isotop $^{59}_{27}Co$, přechází tímto pochodem v radioaktivní kobalt $^{60}_{27}Co$ podle jaderné reakce.

$$^{59}_{27}Co + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{60}_{27}Co + \gamma, \qquad (1)$$

v níž $^{1}_{0}n$ značí neutron a γ značí záření gama vysílané při pohlcení neutronu jádrem kobaltu. Obdobně je tomu u ostatních radioisotopů připravovaných touto cestou.

Druhou možnost získat dlouhodobé radioaktivní isotopy poskytují *štěpné produkty*, které vznikají během provozu jaderného reaktoru štěpením uranových jader a které je možno separovat při rafinaci uranového paliva po jeho vyjmutí z reaktoru. Takovým způsobem se získává na př. strontium $^{90}_{38}Sr$, které má poločas zhruba 20 let.

Radioaktivitu nebo krátce *aktivitu A* preparátu získaného při provozu jaderného reaktoru prvním nebo druhým způsobem stanovujeme metodami založenými na ionisačních účincích záření beta a gama a vyjadřujeme je, jak bylo uvedeno, v jednotce curie.

Ve většině případů jde při výrobě umělých radioaktivních isotopů o dosažení co největší *specifické aktivity a*, pro kterou platí v zásadě vztah [5], [8]

$$a = \frac{A}{V} = 3{,}7 \cdot 10^{10} \frac{n\sigma\Phi}{V}\left(1 - e^{-\frac{0{,}7t}{T}}\right) \text{ curie . } mm^{-3}, \qquad (2)$$

v němž značí n počet atomů obsažených v objemu V, σ účinný průřez charakterisující absorpci neutronů v ozařovaném materiálu, Φ hustotu neutronového toku v reaktoru, T poločas připravovaného radioisotopu a t dobu provádění aktivace v uranovém reaktoru. Při tom je *účinný průřez* definován podílem

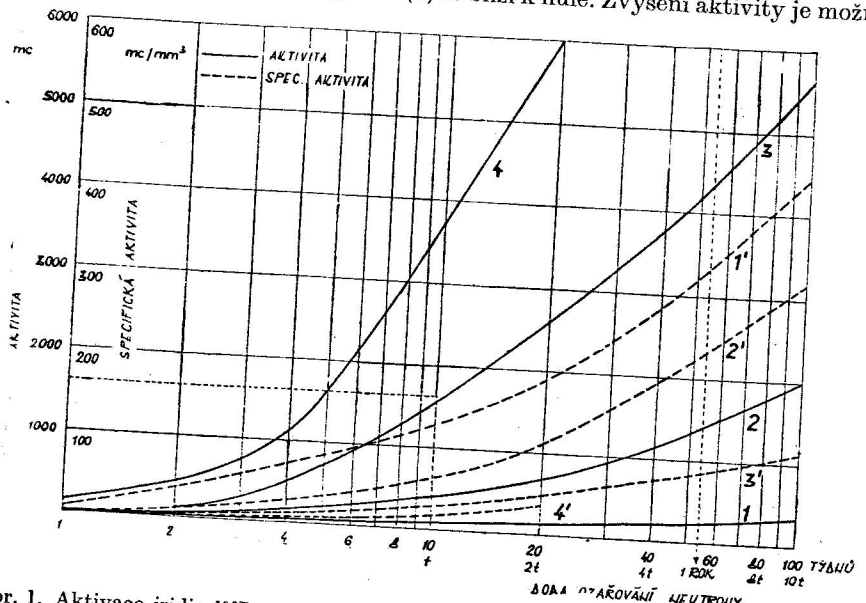
$$\sigma = \frac{\text{počet vytvořených jader radioaktivního isotopu}}{\text{počet neutronů} \times \text{počet jader ozařovaného prvku na 1 cm}^2}. \qquad (3)$$

Hodnoty účinných průřezů σ jsou uvedeny v *Atlase* citovaném pod [14].[4]

[4] Jednotkou pro účinný průřez je 1 cm^2; poněvadž je to jednotka příliš veliká, byl zaveden jako menší jednotka 1 barn $= 10^{-24}$ cm^2.

Hustota neutronového toku je definována jako počet neutronů procházejících plochou 1 cm² za 1 sek.

Z uvedeného výrazu je zřejmo, že aktivita připravovaného radioisotopu roste s časem, že však po aktivační době rovné 3 až 4 poločasům T, je přírůstek aktivity tak malý, že nemá smysl pokračovat v přípravě radioisotopu, neboť druhý člen v závorce výrazu (2) se blíží k nule. Zvýšení aktivity je možno



Obr. 1. Aktivace iridia $^{192}_{77}$Ir v uranovém reaktoru. Křivky 1 a 1′ byly získány pro válcový vzorek o průměru 1 mm a výšce 1 mm, křivky 2 a 2′ pro válcový vzorek o průměru 2 mm a výšce 2 mm, křivky 3 a 3′ pro válcový vzorek o průměru 4 mm a výšce 4 mm, křivky 4 a 4′ pro válcový vzorek o průměru 6 mm a výšce 6 mm. (Obrázek zapůjčil Dr ing. Baimler.)

dosáhnout zvětšením neutronového toku. Představu o tom, jak roste specifická aktivita radioaktivního iridia připravovaného v uranovém reaktoru, je možno si učinit z obr. 1, který dal k disposici dr. ing. Baimler. Čím větší specifické aktivity se dosáhne u připravovaného preparátu, tím lepší jsou podmínky pro geometrické zobrazení a tím ostřejší jsou i obrázky získané na defektním materiálu.

1. Rozpad radioisotopu a jeho poločas

Jakmile se ozařovaná látka vyjme z reaktoru, začne aktivita vytvořeného radioisotopu klesat, neboť jeho atomy se začnou rozpadat. Poněvadž u radioisotopů používaných v technické praxi jde většinou o jednoduchý rozpad beta,

při kterém je vyslán buď záporný nebo kladný elektron, je isotop, který vznikl rozpadem, sousedním prvkem radioisotopu v Mendělejevově periodické soustavě. Obvykle to bývá isotop stabilní. Na př. při rozpadu radioaktivního kobaltu $^{60}_{27}$Co vzniká stabilní isotop niklu $^{60}_{28}$Ni. Pouze v ojedinělých případech vzniká při rozpadu použitého radioisotopu isotop, který je rovněž radioaktivní. Na př. při rozpadu strontia $^{90}_{38}$Sr vzniká yttrium $^{90}_{39}$Y, které je rovněž radioaktivní a rozpadá se na stabilní isotop zinku $^{90}_{40}$Zn.

Jde-li o *rozpad radioaktivního isotopu v isotop stabilní*, jako je tomu u radiokobaltu $^{60}_{27}$Co, pak jeho aktivity ubývá exponenciálně. Je-li $N(0)$ počet dosud nerozpadlých atomů radioaktivního isotopu v čase $t = 0$, kdy je radioisotop vyjmut z reaktoru, pak je počet $N(t)$ jeho dosud nerozpadlých atomů v čase t dán vztahem

$$N(t) = N(0)\mathrm{e}^{-\lambda t}, \tag{4}$$

kde λ značí rozpadovou konstantu, která souvisí s poločasem T vztahem

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = \frac{0{,}693}{T}. \tag{5}$$

Má rozměr sek^{-1}, měříme-li T v sekundách. Obdobně je možno pro aktivitu A_t radioisotopu v čase t psát vztah

$$A_t = A_0\mathrm{e}^{-\lambda t}, \tag{6}$$

kde A_0 je aktivita radioisotopu v čase $t = 0$, kdy byl radioisotop vyjmut z reaktoru, kdy byla změněna jeho specifická aktivita a udána v curiech . mm^{-3} nebo milicuriech . mm^{-3}. Vzhledem k tomu, že aktivita radioisotopu klesá exponenciálně, vybíráme pro použití v technické praxi radioisotopy, které mají poměrně dlouhý poločas. Poněvadž aktivita radioisotopu je dodávající stranou udávána buď v době, kdy byl vyroben, nebo v době, kdy byl dodán, stanovíme ji v době, kdy měříme, buď výpočtem podle vztahu (6) nebo snadněji z grafu, v němž je zakreslena rozpadová křivka radioisotopu. Naneseme-li tuto křivku v semilogaritmickém měřítku tak, že na osu y naneseme aktivitu A, na osu x čas t, dostaneme přímku, poněvadž jde o funkci exponenciální [viz vztah (4) a (6)].

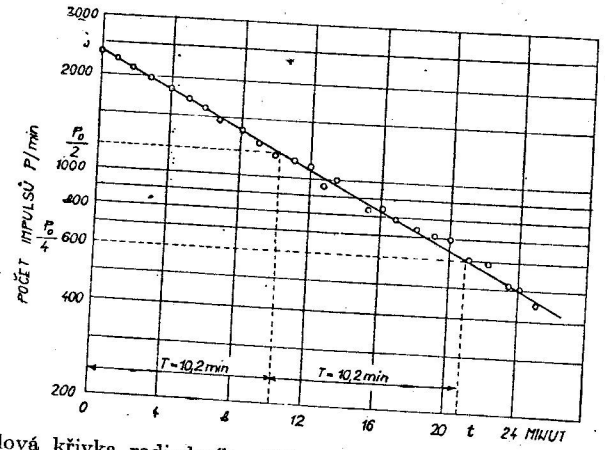
Na obr. 2 je jako příklad znázorněna rozpadová křivka dusíku $^{13}_{7}$N, kterou jsem naměřil po bombardování uhlíku protony urychlenými na 800 kV; z obrázku je patrno, že aktivitu radioisotopu je možno z takového grafu v kterékoliv době okamžitě a pohodlně určit. Z grafu je možno stanovit také poločas rozpadu $T = 10{,}2$ min., který velmi dobře souhlasí s hodnotou $T = 10{,}48$ min. uvedenou v tabulkách (5).

Rozpadá-li se radioisotop 1 v isotop 2, který je rovněž radioaktivní, pak jsou poměry aktivity složitější, dají se však rovněž přesně stanovit. Je-li $N_1(t)$ počet dosud nerozpadlých atomů mateřské radioaktivní látky, t. j. radioisotopu 1

v čase t, $N_2(t)$ počet dosud nerozpadlých atomů dceřinné radioaktivní látky t. j. radioisotopu 2 v čase t, kteryžto radioisotop vzniká rozpadem radioisotopu 1, pak pro $N_1(t)$ a $N_2(t)$ platí výrazy

$$N_1(t) = N_1(0)\,\mathrm{e}^{-\lambda t}, \tag{7}$$

$$N_2(t) = N_1(t)\,\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\,(\mathrm{e}^{-\lambda_1 t} - \mathrm{e}^{-\lambda_2 t}), \tag{8}$$



Obr. 2. Rozpadová křivka radiodusíku $^{13}_{7}\mathrm{N}$; stanovení jeho poločasu $T = 10{,}2$ min. a případně jeho aktivity v libovolném čase t.

uvedené na př. v II. díle na str. 443 knihy citované pod [6], kde λ_1 a λ_2 jsou příslušné rozpadové konstanty, T_1 a T_2 příslušné poločasy, $N_1(0)$ je počet dosud nerozpadlých atomů radioisotopu 1 v čase $t = 0$. Průběh rozpadu si můžeme ozřejmit pro některé zvláštní případy, které závisí na tom, jaký je poměr rozpadových konstant λ_1 a λ_2, resp. poločasů T_1 a T_2 mateřské a dceřinné radioaktivní látky.

Je-li $T_1 \gg T_2$, čili $\lambda_1 \ll \lambda_2$, jako je tomu na př. u $^{90}_{38}$Sr, které má poločas 19,9 roků a rozpadá se na radioaktivní yttrium $^{90}_{39}$Y s poločasem 2,54 dnů (za vysílání negativních elektronů), pak přejde vztah (8) v jednodušší výraz

$$N_2(t) = N_1(0)\,\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\,\mathrm{e}^{-\lambda_1 t}. \tag{9}$$

Ze vztahu (9) je patrno, že aktivity dceřinné látky, v uvedeném případě $^{90}_{39}$Y, ubývá s poločasem mateřské látky, t. j. v uvedeném případě $^{90}_{39}$Sr. Poměr množství obou radioaktivních látek, t. j. mateřské i dceřinné, je dán podílem rovnic (9) a (7).

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}, \tag{10}$$

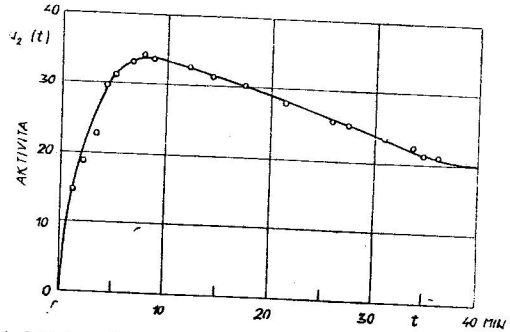
který je konstantní. Nastává tedy mezi aktivitami obou radioaktivních isotopů rovnováha.

Je-li obráceně $T_1 \ll T_2$, čili $\lambda_1 \gg \lambda_2$, pak lze upravit vztah (9) do tvaru

$$N_2(t) = N_1(0)\,\frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}\,\mathrm{e}^{-\lambda_2 t}, \tag{11}$$

který ukazuje, že aktivity dceřinné látky bude ubývat s poločasem dceřinné látky.

Jsou-li oba poločasy T_1 a T_2, t. j. i rozpadové konstanty λ_1 a λ_2 řádově stejné, pak má rozpadová křivka pro $N_2(t)$ průběh znázorněný na obr. 3 pro aktinium. Radioaktivní rovnováha nenastane. Jako další příklad můžeme



Obr. 3. Rozpadová křivka $N_2(t)$ pro aktinium AcC, které se tvoří rozpadem AcB, při čemž $T_1 = 36{,}1$ min. je téhož řádu jako $T_2 = 2{,}16$ min.

uvést baryum $^{140}_{56}$Ba, které se rozpadá za vysílání záření beta a gama na radioaktivní lanthan $^{140}_{57}$La, který se za vysílání záření beta a gama přeměňuje na stabilní cer $^{140}_{58}$Ce. Jestliže v čase $t = 0$ bylo přítomno $N_1(0)$ atomů barya $^{140}_{56}$Ba, pak za $t = 30$ dní je přítomno již jen $0{,}2\,N_1(0)$ atomů barya $^{140}_{56}$Ba a $0{,}03\,N_1(0)$ atomů lanthanu $^{140}_{57}$La.

2. Energie záření beta a záření gama radioisotopu

Pro technickou praxi přicházejí v úvahu, jak již bylo uvedeno, umělé radioaktivní isotopy vysílající záření beta, pro defektoskopii pak ty zářiče beta, u nichž je radioaktivní rozpad doprovázen ještě vysíláním záření gama.

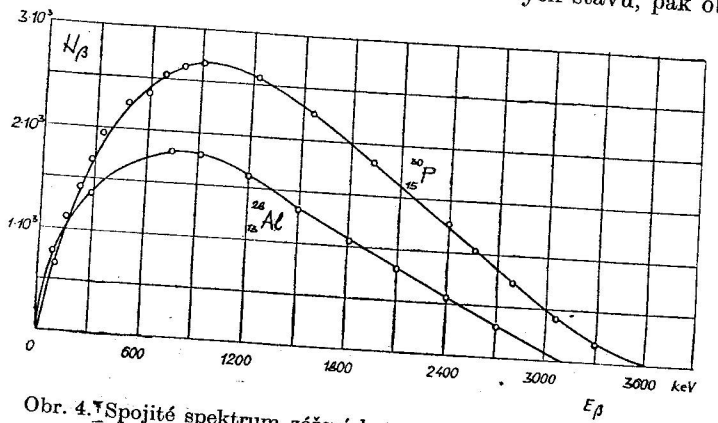
Záření beta vzniká samovolným rozpadem atomových jader prvků, při čemž jsou vysílány v některých případech záporné elektrony, v některých případech kladné elektrony.

Energie, která se uvolní při rozpadu atomového jádra radioisotopu, se rozdělí mezi elektron a neutrino tak, že elektron může získat potřebnou energii

od nulové hodnoty až do maximální hodnoty, která je k disposici při rozpadu. V důsledku toho *je energetické spektrum záření beta spojité*. Křivka charakterisující toto spektrum a udávající počet částic N vysílaných s určitou energií E je znázorněna pro radiofosfor $^{30}_{15}$P a $^{28}_{13}$Al na obr. 4. Střední hodnota energie elektronů je rovna asi třetině jejich maximální energie. Popsaný způsob rozpadu beta je nejjednodušším případem tohoto rozpadu.

Mohou však nastat složitější případy rozpadu atomových jader, které souvisí s jejich strukturou. Jádro kteréhokoliv prvku totiž má — podobně jako atomový obal — řadu diskretních energetických hladin, charakterisovaných kvantovými čísly.

Jestliže se atomové jádro radioisotopu nerozpadá přímo do základní energetické hladiny, nýbrž do jednoho nebo více vzbuzených stavů, pak obdržíme



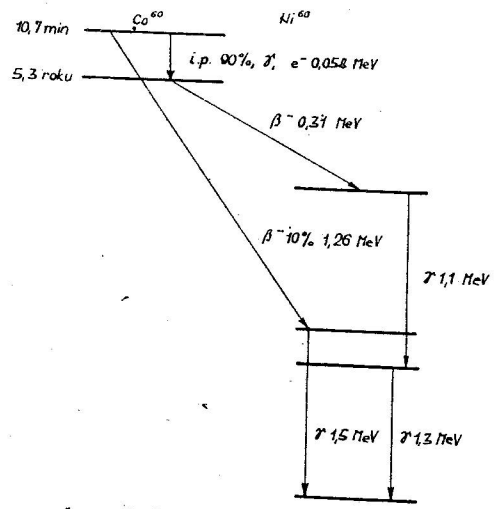
Obr. 4. Spojité spektrum záření beta radioisotopů $^{30}_{15}$P a $^{28}_{13}$Al.

místo jednoduchého spektra energetické *spektrum záření beta*, složené ze dvou dílčích spekter. Přes toto spektrum se může ještě dále překládat čárové spektrum elektronů. Tyto monoenergetické elektrony jsou fotoelektricky uvolňovány paprsky gama, vysílanými vzbuzenými jádry po proběhlém rozpadu beta. Jako příklad je zde možno uvést opět rozpad radiokobaltu $^{60}_{27}$Co [2], [3], [4], [5], [7], který bude dále podrobně popsán.

Záření gama vzniká v atomovém jádře do jisté míry obdobným způsobem jako roentgenové záření v atomovém obalu. Je elektromagnetickým zářením vlnového charakteru, jehož vlnová délka je pravidelně kratší než vlnová délka roentgenového záření. Nastane-li rozpad beta atomového jádra určitého prvku tak, že jádro nepřejde ihned do své nejnižší energetické hladiny, může po vyslání elektronu zůstat jádro ve vzbuzeném stavu a teprve vyzářením kvanta gama přejde do nižšího nebo základního energetického stavu. Je tedy energie kvanta gama dána rozdílem energie, odpovídající vzbuzenému stavu atomového jádra, a energie, odpovídající stavu jádra po vyslání kladného nebo záporného

elektronu. Přitom může probíhat rozpad u téhož radioisotopu dvěma na sobě nezávislými cestami s různým poločasem obou pochodů rozpadu, jako na př. u radiokobaltu $^{60}_{27}$Co. Tento jev nazýváme *isomerií*. Radioaktivní atomy takových dvou skupin téhož radioisotopu, které mají stejný počet protonů a stejný počet neutronů v jádře a které se od sebe liší pouze svými radioaktivními vlastnostmi, se nazývají *isomery*.

Pochod rozpadu radioaktivních látek, při němž je vysíláno záření gama, objasníme blíže na rozpadu radioaktivního kobaltu, jehož schema je znázorněno na obr. 5. U radiokobaltu jde o isomerii. Prvním způsobem probíhá roz-



Obr. 5. Schema rozpadu radioaktivního kobaltu $^{60}_{27}$Co s isomerním přechodem.

pad tak, že jsou v 10 % případů vysílány negativní elektrony s maximální energií 1,26 MeV. Poločas tohoto typu rozpadu beta je 10,7 min. Rozpad beta je následován vyzářením kvanta gama s energií 1,5 MeV. Při druhém způsobu, což je v 90 % případů, nastává nejprve isomerický přechod na nižší hladinu za vysílání záření gama nebo elektronů vnitřní konverse s energií 0,058 MeV. Z této nižší hladiny se jádra kobaltu přeměňují za vysílání negativních elektronů s poločasem 5,3 roků a s maximální energií 0,31 MeV na vzbuzená jádra niklu $^{60}_{28}$Ni, která pak vysílají záření gama o energiích 1,1 a 1,3 MeV.

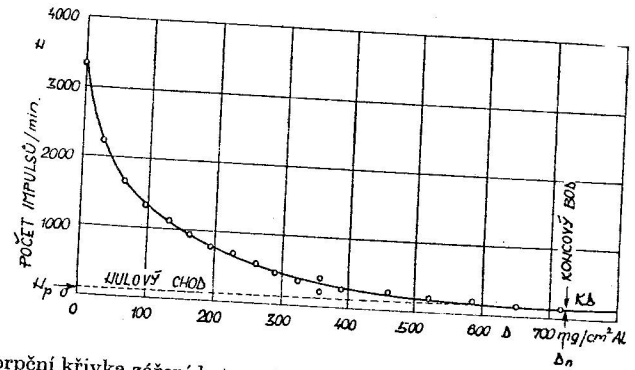
Z uvedeného diagramu na obr. 5, jakož i z tab. 1 je zřejmo, že radioaktivní látky vysílají *spektrum záření gama s diskretními hodnotami energií*, t. j. spektrum s řadou diskretních vlnových délek záření gama (viz publikaci [7]).

Podobně je tomu u ostatních radioisotopů používaných v technické praxi. Pro europium $^{154}_{63}$Eu, pro thulium $^{170}_{69}$Tm, pro tantal $^{182}_{73}$Ta a pro iridium $^{192}_{77}$Ir je uvedena v tab. 1 energie záření gama ve třetím sloupci, příslušná vlnová délka v pátém sloupci.

S energií záření beta i záření gama jsou velmi úzce spjaty *absorpční vlastnosti látek* pro radioaktivní záření. Tato skutečnost má nejen velkou důležitost pro studium energetických vlastností záření používaných radioisotopů, nýbrž znalost absorpčních zákonitostí radioaktivního záření má zásadní význam i pro použití určitého radioisotopu v technické praxi.

Prochází-li záření beta nějakou látkou, je jí pohlcováno, což je způsobeno jednak tím, že jsou elektrony rozptylovány, jednak tím, že ztrácejí energii ionisací a buzením záření. Tyto pochody způsobují, že elektrony určité maximální energie jsou absorbující látkou pohlcovány přibližně exponenciálně se vzrůstem tloušťky absorpční vrstvy, takže *absorpci elektronů* je možno popsat vztahem

$$N_d = N_0 e^{-\mu d}. \tag{12}$$



Obr. 6. Absorpční křivka záření beta radioaktivního fosforu $^{32}_{15}P$. Na ose x je nanesena tloušťka D hliníku v mg . cm^{-2}, na ose y počet impulsů N za minutu. Stanovení t. zv. koncového bodu KB.

V tomto vztahu značí N_0 počet elektronů dopadajících na přední plochu absorbující látky tloušťky d, N_d je počet elektronů, které touto látkou *s absorpčním koeficientem* μ proletěly. Koeficient μ má rozměr cm^{-1}, měříme-li tloušťku d v cm.

Absorpce elektronů bývá charakterisována t. zv. *polotloušťkou*, t. j. tloušťkou vrstvy $d_{1/2}$, pro kterou klesne počet elektronů prošlých absorpční látkou na polovinu, t. j. pro kterou $N/N_0 = {}^1/_2$. Ze vztahu (12) plyne pro polotloušťku $d_{1/2}$ výraz

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0{,}693}{\mu} \quad [\text{cm}]. \tag{13}$$

Je-li ϱ specifická hmota absorbující látky, bývá absorpce charakterisována také veličinou

$$D_{1/2} = \varrho d_{1/2} = \frac{0{,}693\varrho}{\mu} \quad [g\,.\,\text{cm}^{-2}]. \tag{14}$$

Číselné hodnoty charakterisující absorpci jsou proto obvykle vyjadřovány v g . cm^{-2} nebo v mg . cm^{-2}.

Na obr. 6 je znázorněna absorpční křivka v hliníku pro záření beta vysílané radioaktivním fosforem $^{32}_{15}P$, kterou naměřil M. Rozkoš, asistent FTJF Karlovy university. Maximální energie jeho spektra je 1,708 MeV. Můžeme ji stanovit z absorpční křivky následujícím způsobem.

Je k tomu třeba znát dolet elektronů maximální energie E_m, který je na absorpční křivce charakterisován odpovídající mezní (maximální) hodnotou $D_m = \varrho d_m$, kde d_m je mezní tloušťka absorbátoru v cm (obr. 6), pro niž je záření beta vysílané radioaktivním isotopem úplně absorbováno. Maximální dolet byl různými autory [9], [10], [11], [12] různě definován. V tomto článku se přidržíme především definice koncového bodu KB a jemu odpovídající definice mezní hodnoty D_m, jak ji podal Feather [12]. Tuto mezní tloušťku D_m určíme podle Feathera z absorpční křivky takto: Stanovíme počet impulsů N i pro hodnoty D hliníku, které jsou větší než mezní hodnota D_m. Tím stanovíme počet impulsů vyvolaných v Geiger—Müllerově počitači jednak kosmickým zářením, jednak radioaktivními látkami obsaženými v materiálech počitače, po případě v ovzduší. Tento počet impulsů N_p, charakterisující t. zv. „pozadí" počitače nebo jeho t. zv. „nulový chod", zaneseme do grafu s absorpční křivkou jako přímku rovnoběžnou s osou x (v obr. 6 je čárkována). Bod KB stanovíme jako tečný bod této přímky s absorpční křivkou a na ose x odečteme mezní hodnotu D_m hliníku v mg . cm^{-2}.

Pro výpočet mezní hodnoty D_m, je-li známa maximální energie E_m, nebo obráceně pro stanovení maximální energie E_m z naměřené mezní hodnoty D_m sestavil Feather poloempirický vztah

$$D_m = \varrho d_m = 0{,}543E_m - 0{,}160, \tag{15}$$

kterého je možno používat pro maximální energie $E_m > 0{,}7$ MeV. Vyjádříme-li E_m v MeV, pak má mezní hodnota D_m, vypočtená ze vztahu (15), rozměr g . cm^{-2} a obráceně můžeme psát

$$E_m = 1{,}85D_m + 0{,}245. \tag{16}$$

Pro $^{32}_{15}P$ byla z křivky v obr. 6 odečtena mezní hodnota $D_m = 0{,}725$ g . cm^{-2}, které odpovídá $E_m = 1{,}59$ MeV v dobrém souhlasu s hodnotou 1,708 MeV uvedenou v tabulkách [5].

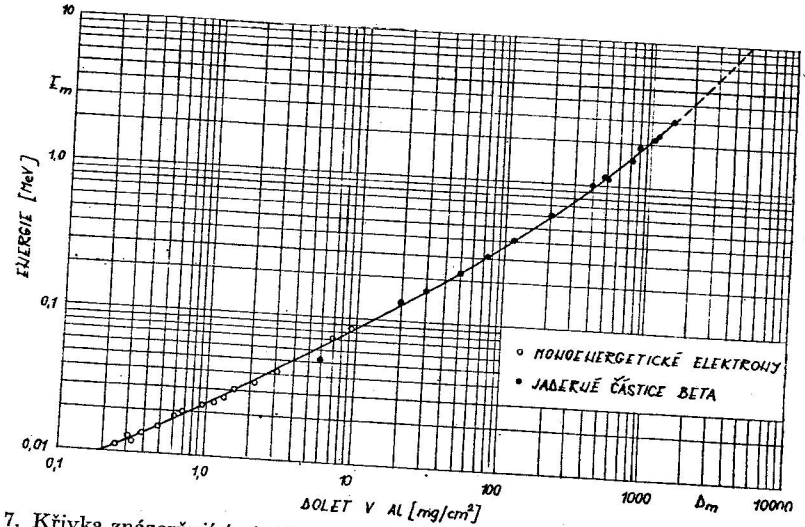
Vztah, který vyhovuje i v oboru menších energií, udal Flammersfeld [13] ve tvaru

$$E_m = 1{,}92\sqrt{D_m^2 + 0{,}22D_m}, \tag{17}$$

z něhož dostaneme E_m v MeV, jestliže vyjádříme naměřenou mezní hodnotu D_m v g . cm^{-2}. Pro obor energií od 1,15 MeV do 0,8 MeV lze použít také vztahu

$$E_m = 1{,}92D_m + 0{,}795. \tag{18}$$

Nejrychleji stanovíme maximální energii E_m elektronů zářiče beta z křivky sestrojené z naměřených mezních hodnot D_m a těmto hodnotám odpovídajících hodnot maximální energie E_m. Obr. 7 přináší takovou křivku sestrojenou z naměřených hodnot jednak pro monoenergetické elektrony, jednak pro jaderné částice beta, z níž můžeme k naměřené mezní hodnotě D_m absorbátoru odečíst přímo maximální energii E_m záření beta.



Obr. 7. Křivka znázorňující závislosti maximální energie E_m záření beta na odpovídající mezní hodnotě D_m absorbátoru.

Pro záření skládající se z několika složek platí vztah

$$N = N_{1,0}\, e^{-\mu_1 d} + N_{2,0}\, e^{-\mu_2 d} + \ldots, \qquad (19)$$

kde μ_1, μ_2 jsou *lineární absorpční koeficienty* jednotlivých složek a $N_{1,0}$, $N_{2,0}$ počty elektronů vysílaných zářiči beta na přední plochu absorbátoru tloušťky d.

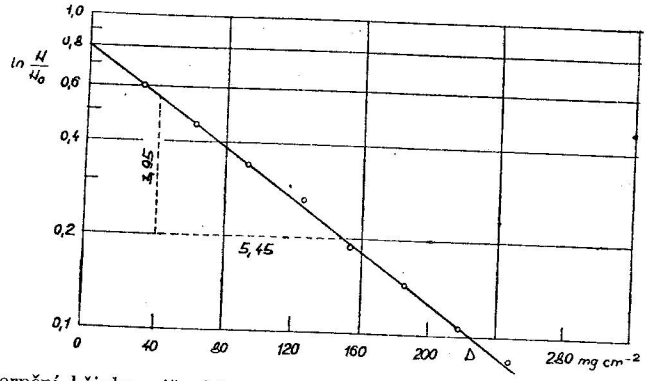
Místo lineárního koeficientu absorpce μ se jeví vhodnější zavést podíl μ/ϱ, kde ϱ je hustota (specifická hmota) absorbujícího materiálu.

Takto definovaný koeficient se nazývá *hmotovým absorpčním koeficientem* a má rozměr $g^{-1} \cdot cm^2$. Jeho hodnoty jsou uvedeny pro příslušné radioisotopy a příslušné absorpční materiály v tabulkách [4]. Hmotový absorpční koeficient se dá pohodlně stanovit ze směrnice absorpční křivky, naneseme-li ji v semilogaritmickém měřítku.

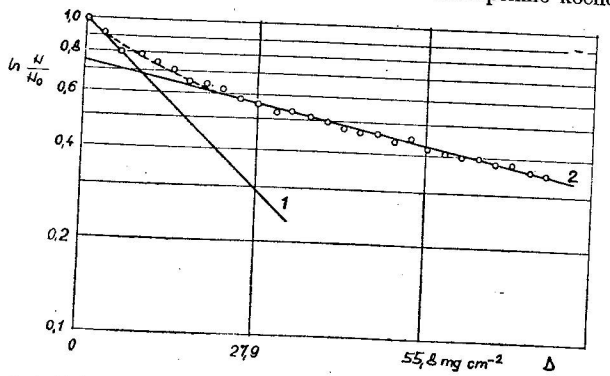
Pro absorpční křivku záření beta radiofosforu v roentgenovém filmu, nanesenou na semilogaritmický papír, dostaneme přímku znázorněnou na obr. 8. Ze směrnice této přímky byl pro $^{32}_{15}P$ stanoven hmotový absorpční koeficient $\mu/\varrho = 9{,}3\ g^{-1}\,cm^2$ v roentgenovém filmu, který je pouze o 10 % nižší než hmotový

absorpční koeficient $\mu/\varrho = 10{,}4\ g^{-1}\,cm^2$, vypočtený pro absorpci částic beta vysílaných radiofosforem do roentgenového filmu v dané geometrii uspořádání [24].

Grafické znázornění závislosti absorpce záření beta $^{90}_{38}Sr + {}^{90}_{39}Y$ v roentgenovém filmu ukazuje obr. 9. Pro absorpční koeficient $^{90}_{38}Sr$ byla tímto způ-



Obr. 8. Absorpční křivka záření beta $^{32}_{15}P$ v roentgenovém filmu nanesená v semilogaritmickém měřítku. Stanovení hmotového absorpčního koeficientu.

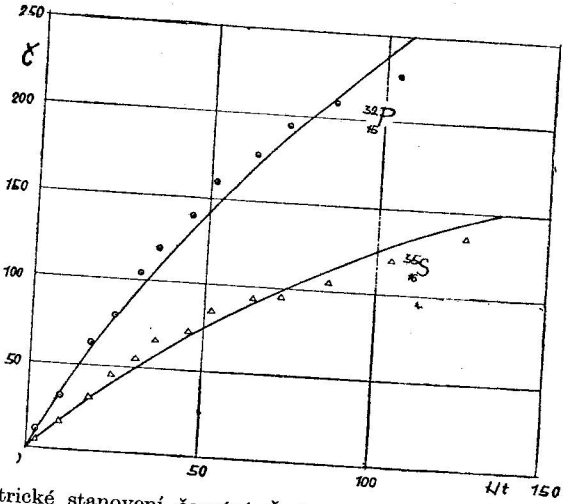


Obr. 9. Absorpční křivka záření beta $^{90}_{38}Sr + {}^{90}_{39}Y$ v roentgenovém filmu nanesená v semilogaritmickém měřítku. Stanovení hmotového absorpčního koeficientu.

sobem naměřena z přímky 1 s přesností ±10 % hodnota $\mu/\varrho = 46\ g^{-1}\,cm^2$, pro průměrný absorpční koeficient obou složek $^{90}_{38}Sr + {}^{90}_{39}Y$ byla z přímky 2 stanovena hodnota $\mu/\varrho = 11{,}7\ g^{-1}\,cm^2$ [24].

Stanovíme-li nejen závislost absorpce záření beta na jeho maximální energii E_m, nýbrž i zčernání $\check{C}$ fotografické emulse vyvolané zářením beta jako funkci jeho maximální energie, můžeme obráceně z hodnoty zčernání fotografického filmu, které bylo vyvoláno zářením beta známé maximální energie, určit intensitu tohoto záření. Stanovení této závislosti bylo provedeno autorem

společně s M. Rozkošem v práci [24]. Obr. 10 ukazuje jako příklad závislost černání $Č$ emulse roentgenového filmu změřené fotometrováním v závislosti na celkovém počtu Nt částic beta radiofosforu $^{32}_{15}P$, jejichž maximální energie je $E_m = 1{,}708$ MeV, a radiosíry $^{35}_{16}S$, jejichž maximální energie je $E_m = 0{,}169$ MeV. Při tom značí N počet částic beta, které dopadly za 1 min. na 1 cm² fotografické emulse. Stanovení této závislosti má zásadní význam pro určování aktivity, a tudíž množství určitého prvku v odlitku zkoumaném metodou autoradiografie [22], [23].



Obr. 10. Fotometrické stanovení černání $Č$ fotografické emulse roentgenového filmu vyvolané zářením beta radiofosforu $^{32}_{15}P$ a radiosíry $^{35}_{16}S$ v závislosti na počtu Nt částic β.

Je-li záření beta doprovázeno zářením gama, je možno změřit celou absorpční křivku záření beta hliníkem, aniž se bere korekce na absorpci záření gama vzhledem k nepatrnému pohlcování záření gama hliníkem. Obráceně odfiltrujeme-li záření beta poměrně velmi tenkou vrstvou olova, můžeme dále sledovat vlastní absorpci záření gama.

Prochází-li *záření gama* nějakou látkou určité tloušťky, je touto látkou pohlcováno a intensita jeho záření klesá. Je-li látka upravena ve formě desky o tloušťce d a dopadá-li na její přední stěnu záření gama o intensitě I_0, je intensita tohoto záření po průchodu materiálem tloušťky d dána výrazem

$$I = I_0 \, e^{-\mu d}, \tag{20}$$

obdobným k výrazu (12); μ je rovněž nazýván koeficient absorpce. Má rozměr cm^{-1}, měříme-li d v cm. Vzhledem k tomu však, že absorpce záření gama může být způsobena různými fysikálními jevy, rozptylem, fotoelektrickým jevem, Comptonovým jevem, tvořením párů elektronů, jeví se účelným vy-

jádřit μ ve tvaru součtu $\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \ldots$, jehož každý dílčí absorpční koeficient se vztahuje k příslušnému fysikálnímu pochodu (na př. k absorpci způsobené fotoelektrickým jevem).

Podle vztahu (20) se děje absorpce záření gama exponenciálně. Použijeme-li pro sestrojení grafu z naměřených hodnot semilogaritmického měřítka, dostaneme pro závislost intensity I záření gama na tloušťce d absorbujícího materiálu přímku, podobně jako pro záření beta.

Je-li záření gama složené, t. j. skládá-li se z několika složek $s_1, s_2, s_3, \ldots$ o různé energii (čili vlnové délce) a různé intensitě $I_{s_1}, I_{s_2}, I_{s_3}, \ldots$, je možno charakterisovat pohlcení záření gama vztahem

$$I = I_{s_1} + I_{s_2} + I_{s_3} + \ldots = I_{s_1,0} \, e^{-\mu_{s_1} d} + I_{s_2,0} \, e^{-\mu_{s_2} d} + I_{s_3,0} \, e^{-\mu_{s_3} d} + \ldots, \tag{21}$$

který je obdobný ke vztahu (19). Absorpční koeficienty $\mu_{s_1}, \mu_{s_2}, \mu_{s_3}$ atd. charakterisují pohlcování jednotlivých složek záření gama příslušným absorbátorem. Převládá-li některá složka, můžeme i v tomto případě při použití semilogaritmického měřítka dostat závislost intensity na tloušťce absorbátoru ve formě přímky.

V obr. 1 je zanesena absorpční křivka záření gama radiokobaltu $^{60}_{27}Co$. Z takového grafu je možno ihned stanovit příslušnou tloušťku olova v mm, pro kterou klesne intensita záření gama na jednu polovinu nebo na jednu desetinu, a mimo to rozlišit od sebe obě dvě složky záření gama o energii $E\gamma_1 = 1{,}17$ MeV (křivka 1) a $E\gamma_2 = 1{,}33$ MeV (křivka 2) a stanovit jejich absorpční koeficienty.

Z absorpce záření gama můžeme odhadnout energii tohoto záření, vysílaného příslušným radioaktivním isotopem. Přesné stanovení hodnot energie, zvláště zjištění celého energetického spektra, je však možno provést pouze spektrometry záření gama [7]. Hodnoty energie záření gama jsou dnes pro většinu radioisotopů známy a uvedeny v tabulkách [2], [3], [4], [5]. Jejich znalost má zásadní důležitost pro aplikaci radioisotopů zvláště v defektoskopii. Necháme-li totiž všechny ostatní podmínky zobrazení stejné, je volba vhodné energie záření gama, t. j. volba vhodného radioaktivního isotopu, nezbytně nutná pro dosažení nejvyšší kvality obrazu.

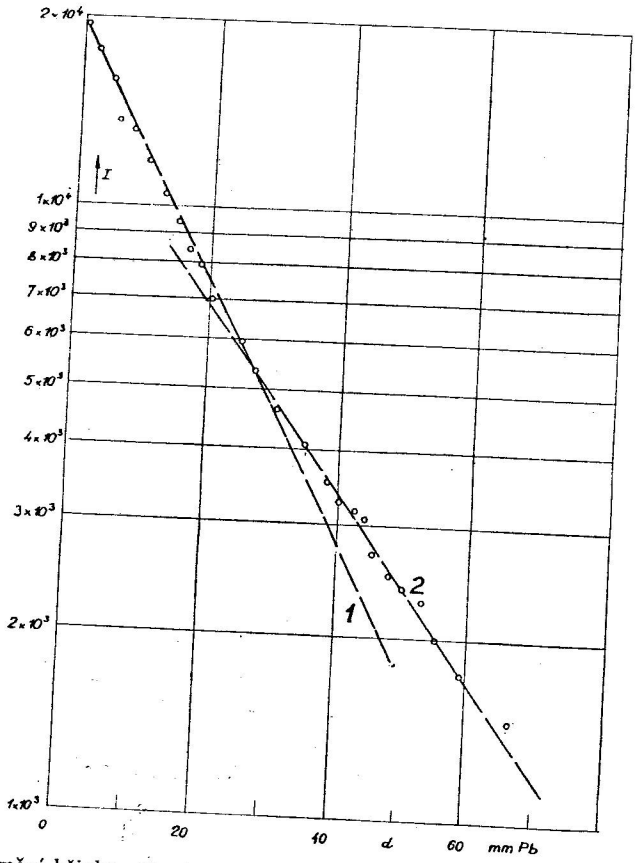
3. Aktivita radioisotopu

Pokud jde o třetí veličinu, která charakterisuje použitý radioisotop, t. j. jeho *aktivitu*, je pro určitou dobu po vyjmutí vyrobeného radioisotopu z reaktoru udána dodavatelem. Poněvadž známe poločas rozpadu, jakož i vztahy (4), (8), (9), (11), podle nichž probíhá rozpad radioaktivního isotopu, můžeme pro kteroukoliv dobu použití stanovit jeho aktivitu.

V případě, že bychom neměli tento údaj dodavatele, je nutno změřit tuto

aktivitu buď metodou relativního stanovení aktivity, nebo metodou absolutního stanovení aktivity.

Ať jde o preparát neznámé aktivity záření beta, nebo o preparát neznámé aktivity záření gama, je nutno provést v obou případech stanovení neznámé aktivity radioaktivního preparátu srovnáním se známou aktivitou



Obr. 11. Absorpční křivka záření gama radiokobaltu $^{60}_{27}Co$ v olovu. Křivka 1 udává absorpci složky s energií záření gama $E\gamma_1 = 1{,}17$ MeV, křivka 2 charakterizuje absorpci pronikavější komponenty s energií záření gama $E\gamma_2 = 1{,}33$ MeV.

standardního zdroje. Použijeme-li pro stanovení aktivity radioisotopu ionisačních komůrek, je třeba zachovat stejné podmínky uspořádání. Použijeme-li pro stanovení aktivity radioisotopu Geiger—Müllerových počitačů, je nutno dodržet stejnou geometrii uspořádání, čili stejnou vzdálenost radioaktivního zdroje od Geiger—Müllerova počitače a stejný prostorový úhel.

Použijeme-li při relativním stanovení neznámé aktivity zdroje záření beta jako standardního zdroje záření beta jiného radioaktivního isotopu, je třeba vzít jednak korekci na absorpci záření beta vyšetřovaného radioisotopu jak ve vzduchu, v okénku nebo stěně počitače, tak ve vlastním preparátu, jednak korekci na odraz jeho záření beta od použité podložky. Mimo to je třeba v tabulkách zjistit, zda u obou radioaktivních isotopů je počet částic beta připadajících na rozpad jednoho jejich atomu stejný či rozdílný. Jsou to tytéž korekce, o nichž je zmínka níže při popisu metody absolutního stanovení neznámé aktivity zdroje záření beta.

Pokud jde o relativní stanovení neznámé aktivity zdroje záření gama, je třeba při použití standardního zdroje záření gama, který by byl odlišný od vyšetřovaného zdroje záření gama, vedle zachování stejné geometrie uspořádání respektovat ještě různou účinnost počitače na rozdílné složky záření gama různých energií, jakož i různou absorpci těchto složek ve stěnách počitače. Mimo to je třeba porovnat počet kvant gama vysílaných u obou zdrojů, t. j. standardního zdroje a měřeného zdroje záření gama, na rozpad jednoho jejich atomu. Jsou to opět tytéž korekce, o nichž je zmínka níže při popisu metody absolutního stanovení neznámé aktivity zdroje záření gama.

Absolutní stanovení aktivity A zdroje záření beta se provádí tím způsobem, že se radioaktivní isotop vysílající záření beta umístí ve vzdálenosti h od okénka zvonkového počitače nebo katody válcovitého tenkostěného počitače, a počitačem se stanoví počet impulsů I za minutu, které v něm vyvolá měřený radioaktivní preparát. Poněvadž účinnost Geiger—Müllerových počitačů je pro záření beta téměř stoprocentní, můžeme označit I též počet částic beta vyslaných radioaktivním isotopem do prostorového úhlu ω mezi zdrojem a počitačem. Absolutní aktivitu A_b měřeného radioaktivního zdroje záření beta pak vypočteme u jednoduchého preparátu podle vztahu

$$A_b = \frac{I}{3{,}7 \cdot 10^{10} \cdot 60 \cdot \omega \cdot p \cdot K \cdot S \cdot q} \text{ curie}, \qquad (22)$$

v němž značí p počet elektronů (včetně konversních elektronů), připadajících na rozpad jednoho atomu měřeného radioisotopu, K koeficient, který charakterisuje pohlcení elektronů v okénku nebo stěně počitače a který se stanoví z absorpčních křivek měřeného záření beta pro příslušný materiál okénka nebo stěny, S koeficient vlastního pohlcení záření beta v preparátu, jehož stanovení je poměrně pracné a je popsáno v pracích uvedených pod [15], [16], [17], [18], a konečně q koeficient charakterisující odraz záření beta od použité podložky, který se stanoví z příslušných grafů [15] nebo experimentálně [16].

Jde-li o zářič beta, jehož záření má několik složek, pak je nutno nahradit jmenovatel výrazu (22) součtem příslušných výrazů pro jednotlivé složky.

Obdobným způsobem stanovíme i absolutní aktivitu A_g měřeného radio-

aktivního zdroje záření gama. Při zachování stejných opatření jako při absolutním měření aktivity záření beta stanovíme absolutně aktivitu záření gama podle vztahu

$$A_g = \frac{I}{3{,}7 \cdot 10^{10} \cdot 60 \cdot \omega \cdot P_g \cdot \eta} \text{ curie} =$$

$$= \frac{I}{3{,}7 \cdot 10^{10} \cdot 60 \cdot \omega (P_{g_1}\eta_1 K_1 S_1 + P_{g_2}\eta_2 K_2 S_2 + \ldots)} \text{ curie}, \qquad (23)$$

v němž značí P_g celkový počet kvant gama připadajících průměrně na rozpad jednoho atomu radioaktivního isotopu, η střední účinnost Geiger—Müllerova počitače, která je dána výrazem

$$\eta = \frac{P_{g_1}}{P_g}\eta_1 K_1 S_1 + \frac{P_{g_2}}{P_g}\eta_2 K_2 S_2 + \ldots, \qquad (24)$$

v němž P_{g_1}, P_{g_2}, ... značí počet kvant gama jednotlivých složek o různé energii záření gama, připadajících v průměru na rozpad jednoho atomu radioaktivního isotopu, η_1, η_2, ... značí účinnosti Geiger—Müllerova počitače pro jednotlivé složky záření gama, K_1, K_2, ... jsou koeficienty charakterisující pohlcení složek záření gama ve stěně počitače, S_1, S_2, ... jsou koeficienty charakterisující pohlcení jednotlivých složek v samotném radioaktivním preparátu. Jak koeficienty K_n, tak koeficienty S_n se dají stanovit z příslušných absorpčních křivek.

Vedle poločasů rozpadu a hodnot energií charakterisujících záření beta a gama jsou v tab. 1 v šestém sloupci uvedeny dávky záření v miliroentgenech za hod., které vysílá příslušný preparát o aktivitě 1 mc do vzdálenosti 1 m. Tyto údaje jsou nejen důležité pro měrné účely, nýbrž i pro ochranu pracovníků před škodlivým zářením.[5]

V tabulkách uvedených v seznamu literatury pod 2, 3, 4, a 5 lze najít další radioisotopy vhodné pro použití v technice, na př. pro účely stopové nebo autoradiografické.

Podle veličin uvedených v tabulkách, zvláště podle hodnoty poločasu a energie záření vysílaného příslušným radioisotopem, je možno posoudit jeho vhodnost pro zamýšlený účel použití.

[5] Čs. příslušná norma č. 341 730 připouští maximální biologickoudávku 0,3 r za týden, což je ve shodě s doporučením Mezinárodního sjezdu pro roentgenové paprsky v Londýně roku 1950. Při tom 1 r = 1 roentgen představuje mezinárodně definovanou dávku záření roentgenového nebo záření gama, která způsobí v 1 cm³ vzduchu za normálních poměrů (0 °C, 760 mm Hg, t. j. hustotě $\varrho = 0{,}001\,293$ gcm^{-3}) ionisací náboj obojího znamení o velikosti 1 elektrostatické jednotky. Měří se speciálními ionisačními komůrkami. Dávka záření 1 r v těchto komůrkách vyvolá při plném využití sekundárních elektronů a při zamezení účinku stěn takovou ionisaci ve vzduchu, že při nasyceném proudu je komůrkou měřen náboj 1 elektrostatické jednotky.

Je při tom nutno ještě zdůraznit skutečnost, že práce s umělými radioisotopy je daleko hospodárnější než s přírodními radioaktivními látkami, neboť cena umělých radioaktivních isotopů je v některých případech desetkrát, ba dokonce až stokrát menší než cena přírodních radioaktivních látek.

LITERATURA

1. Nazarov S., Emploi des isotopes radioactifs pour la recherche des défauts dans les soudures et les pièces métalliques coulées, Conférence internationale des „Méthodes non déstructives", Bruxelles 23.—28. 5. 1955. 2. Seaborg G. T., Perlman I., Tablica izotopov, Izdat. innostr. lit., Moskva 1951. 3. Dželepov B. S., Petrovič S., Tablica atomnych jaděr, Gos. Izdat. techn. teor. lit., Moskva 1950. 4. Landolt—Bernstein, Tabellen der Atomkerne I, 6. díl, 6. vyd., Verlag Kultur und Fortschritt, Berlín 1951. Physikalische Tabellen, Springer-Verlag, Berlín 1952. 5. Nesmějanov An. N., Lapickij A. V., Ruděnko N. P., Polučenije radioaktivnych izotopov, Goschimizdat, Moskva 1954. 6. Špolskij E. V., Atomová fysika, Státní naklad. techn. literatury, I. díl, Praha 1952, II. díl, Praha 1954. 7. Grošev L. V., Šapiro I. S., Spektroskopia atomnych jaděr, Gos. Izdat. techn. teor. lit., Moskva 1952. 8. Müller E. A. W., Anwendung künstlich radioaktiver Isotope zur zerstörungsfreien Materialprüfung, Werkstatt und Betrieb 86, 1953, 301. 9. Varder R. W., Phil. Mag. 29, 1915, 729. 10. Schonland B. F. Proc. Roy. Soc. London 104, 1923, 235; 108, 1925, 187. 11. Bauschitz A. J., J. de Phys. et Radium 7, 1936, 37; 10 1939, 120. 12. Feather N., Phys. Rev. 35, 1930, 559. 13. Flammersfeld, Z. f. Naturforsch., 2a, 1947, 21, 370. 14. Atlas effektivnych nejtronnych sečenij elementov, Izdat. AN SSSR, Moskva 1955. 15. Spicin V. I., Kodočigov P. N., Golutvina M. M., Kyzina A. F., Sokolova Z. A., Metody raboty s primenenijem radioaktivnych indikatorov, Izdat. AN SSSR, Moskva 1955. 16. Rozkoš M., Acta radiologica et cancerologica Bohemoslovenica 8, 1954, 241. 17. Burtt B. P., Nucleonics 5, 1949, č. 2, 28. 18. Lerch P., Helvetica Physica Acta 26, 1953, 663. 19. Běhounek F., Čs. čas. fys. 4, 1954, 449. 20. Baranov V. I., Radiometrija, Izdat. AN SSSR, Moskva 1955. 21. Petržílka V., Hutnické listy 7, 1952, 285. 22. Chvorinov N., Jeníček L., Petržílka V., Hutnické listy 7, 1952, 298. 23. Toman K., Petržílka V., Čs. čas. fys. 3, 1953, 399; 4, 1954, 446. 24. Rozkoš M., Petržílka V., Čs. čas. fys. 6, 1956, 287. 25. Siborg G., Perlman I., Cholender D. Ž., Tablica Izotopov, Izdat. innostr. lit., Moskva 1956. 26. Primeněnije metoda mečenych atomov v fizike i technike, Sbornik statěj, Izdat. innostr. lit., Moskva 1955. 27. Rajskij S. M., Smirnov V. F., Fizičeskije osnovy metoda radioaktivnych indikatorov, Gostechizdat, Moskva 1956. 28. Gusev N. G., Spravočnik po radioaktivnym izlučenijam i zaščite, MEDGIZ, Moskva 1956.

Došlo 10. 10. 1956.