

Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum
Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica

Ivan Cabák

Interakce elektronů s polymetylmetakrylátem

Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica, Vol.
8 (1967), No. 1, 61--75

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/119869>

Terms of use:

© Palacký University Olomouc, Faculty of Science, 1967

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>

*Katedra experimentální fyziky a metodiky fyziky
Vedoucí katedry: prof. Paed. Dr. Josef Fuks*

Interakce elektronů s polymethylmetakrylátem

Ivan Cabák

(Předloženo dne 35. července 1966)

Práce studuje jevy vznikající při interakci elektronů o kinetické energii v rozmezí 20–100 keV s vláknovou optikou z polymethylmetakrylátu; referenčním materiálem byl polyamid a anorganické sklo. Hloubka pronikání je měřena z intenzity a úhlového rozdělení zářivých efektů vznikajících při interakci. To umožňuje měřit tak zvaný úplný dolet, tj. hloubku pronikání, kdy elektron předá látce maximum energie a vyloučí se tak zkrácením doletu způsobeném ztrátou energie na excitaci detektoru.

Jedním z důležitých odvětví, ve kterých se užívá vláknové optiky je konstrukce obrazovek určených ke kontaktní fotografické registraci obrazu [1]. Energie elektronů, užitých v obrazovkách jsou většinou nízké, kdy elektron proniká pouze těsně pod povrch luminoforu naneseného na konec vláknové optiky. Elektronky jsou ubrzděny v luminiscenční vrstvě. Vlákna používaných soustav jsou vyráběna z anorganických skel [2]. V této práci je studována interakce rychlých elektronů, kdy elektrony mají energii dostatečnou k tomu, aby pronikly až do vláknové soustavy. Elektrony v látce způsobují různé jevy jako ionizaci, brzdné záření, přechodové záření, podprahové záření a v případě, že rychlost elektronů v látce bude větší nebo rovna c/n (c je rychlost světla ve vakuu a n je index lomu látky), pak mohou být tyto druhy záření doplněny ještě zářením Čerenkovovým.

V teoretické části práce jsou studovány jednotlivé jevy se zřetelem na zvolený materiál a energetický interval, v experimentální části práce je popsána měřicí metoda, měřicí aparatura a zhodnocení naměřených výsledků.

Závěry z měření jsou hodnoceny se zřetelem na aspekty na které je práce zaměřena, hlavně na objasnění mechanismu a hloubky pronikání elektronů do látky.

Výběr zkoumané látky

Pro experimentální ověření interakce elektronů s vláknovou optikou je nutno pro vlákna vybrat takový materiál, který by z hlediska identifikace jednotlivých druhů záření byl optimální.

Materiál by měl mít index lomu větší než 1,41 (viz Kaplany [3]), malou hustotu, měl by obsahovat jen atomy o malém atomovém čísle; vlastní fluorescence by měla být malá, aby nepřekrývala ostatní jevy. Použitý materiál musí být propustný pro potřebnou spektrální oblast, zvláště pro UV oblast, která se dobře hodí pro indikaci přechodového záření.

Pro výrobu vláken se dosud užívá pouze anorganických a organických skel a polyamidů. Srovnáme jejich vlastnosti a zvolíme nejvhodnější materiál pro experiment.

1. *Anorganická skla*. Mají velmi vhodné rozmezí indexů lomu, n_D , se pohybují v rozmezí 1,6 až 1,9. Spektrální propustnost je vyhovující. Hlavní parametry podle [4] pro některé druhy skel jsou uvedeny v tabulce 1.

Tabulka 1

Sklo	n_D	r	ρ [g/cm ³]
DEDF	1,93	21,0	6,11
SBF	1,71	47,9	4,45
BoF	1,61	44,9	3,18

Ukazuje se, že anorganická skla mají velkou hustotu, obsahují příměsi mnoha těžkých atomů, mají velkou vlastní fluorescenci, takže se nejví jejich použití jako vhodné.

2. *Polyamidy* [5, 6] jsou makromolekulární pryskyřice, vzniklé na bázi kaprolaktamu a vyrábí se pod názvy nylon, silon ap. Polyamidy se zdají být vhodnou látkou pro výrobu vláken. Jsou termoplastické, tuhé, pružné, mají vynikající pevnost. Mechanická kvalita látky je podmíněna obsahem krystalické fáze, který opět závisí na způsobu ochlazování taveniny. Polyamidy jsou poměrně průsvitné a bezbarvé; záleží na druhu výrobku. Vysoce orientované polyamidy jsou tuhé a téměř neprůhledné. Méně orientované jsou ohebnější a průsvitnější. Index lomu se pohybuje od 1,5 do 1,55.

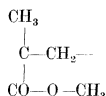
Mechanickými vlastnostmi a indexem lomu by byly polyamidy vhodným materiálem, ale pro výrobu světlovodných vláken se nehodí pro malou světelnou propustnost, pro obtížnost leštění povrchu. Pro měření interakce je dále na závadu velký obsah nečistot (těžkých atomů) v látce, které mohou značně pozorované jevy zkreslit.

Polyamidy s krystalickou strukturou se po ozáření velkými (řádově G rad) dávkami stávají průhlednými a jejich krystalická struktura se silně mění [7]. Stane-li se tedy polyamid průhlednějším, má pro vynikající mechanické vlastnosti v budoucnu použití ve vláknové optice zajištěno.

3. *Organická skla* [8, 9]. Je to v podstatě různé upravené polymetylmakrylát, jehož různé druhy jsou nazývány např.: plexit, lucit, umaplex ap. Je to termoplast s velmi dobrými mechanickými, elektrickými i optickými vlastnostmi. Teplota měknutí závisí na polymeračním stupni a obsahu příměsí; teplota, při které se dá polymetylmakrylát ještě trvale používat, je 80 °C.

Polymetylmakrylát je pro světlo propustnější než křemenné sklo a propouští minimálně 92 % viditelného světla, jak ukazuje graf na obr. 1 (podle [9]). Spektrální propustnost je v rozmezí 2000–8000 Å podle druhu polymetylmakrylátu. Pro měkčený druh je propustnost v ultrafialové oblasti menší. Index lomu při 20 °C je 1,490, pro materiál neměkčený; pro měkčený je index lomu 1,495. Hodnota mezního úhlu na rozhraní polymetylmakrylát—vzduch se pohybuje kolem 42°, relativní disperze je v rozmezí 53,7 až 58.

Chemická skladba polymethylmetakrylátu je obvykle tato:



Chemická značka je $(\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2)$. Ostatní organické příměsi jsou zanedbatelné; těžké atomy železa, hliníku, zinku nebo chromu jsou obsaženy v množství menším než 10^{-6} [9].

Hustota polymethylmetakrylátu je $1,2 \text{ g/cm}^3$, mechanická pevnost a ohebnost je dobrá. Bezbarvosť a transparence se nemění ani dlouhým působením světla. Po ozáření nízkými dávkami záření zůstává polymethylmetakrylát resistantní [7].

Vzhledem k výše uvedeným vlastnostem byl polymethylmetakrylát vybrán pro výrobu měřených vláken. Vzorokly z anorganického skla a polyamidů byly použity k referenčnímu měření.

Pronikání elektronů do látky

Dopadá-li svazek elektronů o malé energii na látku, ubrzdí se elektrony v povrchové vrstvě. Roste-li kinetická energie elektronů ve svazku, zjistíme, že elektrony pronikají poměrně hluboko do látky. Svazek elektronů je oslabován, elektrony ubývají a ztrácejí kinetickou energii. Je to způsobováno dvěma skupinami jevů:

1. *Pružnými srážkami* s prostředím, které má velkou hmotu proti hmotě elektronů se sice energie elektronů mění málo, ale elektron se odchýlí od své původní dráhy, vypadne tak ze svazku a elektronů ve svazku ubývá.

2. *Nepružnými srážkami*, které působí ionizační nebo nabuzení atomů, jde-li o interakci s elektrony orbitálními nebo brzdné záření, jde-li o interakci s polem jádra atomu, je snižována kinetická energie dopadajících elektronů.

Intenzita svazku elektronů při průchodu látkou se zmenšuje podle exponenciálního zákona a ztráty energie elektronů při průchodu látkou jsou nejvíce závislé na nepružném rozptylu orbitálním, který určuje ionizační ztráty. Energie, kterou ztratí elektron při působení makroskopických vlastností látky (na přechodové a podprahové záření) je řádově mnohem menší [9, 10]. Ve srovnání s těžkými částicemi je u elektronu také vyšší pravděpodobnost pružného rozptylu elektronů na jádrech atomů. Zvláště roste rychle rozptyl do velkých úhlů od směru průletu, což vede k mnohonásobnému rozptylu elektronů v látce; dráha je pak lomená linie, která se značně liší od původního směru a skutečná dráha je mnohem delší než průmět dráhy ve směru původního pohybu.

Všechny tyto jevy podmiňují v závislosti na energii elektronu velikost dráhy, kterou elektron v látce proběhne. Doběh elektronu se obvykle určuje ze zeslabení toku elektronů po průchodu látkou. Na obr. 2 jsou uvedeny hloubky pronikání (dolet) v mm pro různé absorbující látky podle Egera [11]. Dolet elektronů R v látce bývá určován podle empirických vzorců. Vzorců je celá řada a souhlasí s experimentem s různou přesností. Většina vzorců je určena pro nejčastěji užívaný absorbátor, hliník.

Orientační hodnoty doletu můžeme určit podle vzorců Goluběvových [12]. Pro dolet ve vzduchu platí:

$$R = 400 W_e. \quad (1)$$

Pro lehké absorbatory, podobné hliníku, platí vztahy:

$$\begin{aligned} W_e < 0,5 \text{ MeV} & \quad R = 0,2 W_e \\ W_e > 0,5 \text{ MeV} & \quad R = 0,1 W_e \end{aligned} \quad (2)$$

Do vzoreň dosazujeme energii elektronů W_e v MeV a dolet v látce má rozměr [cm]. Pro malé energie elektronů se nejčastěji užívají Preisovy [13] vzorce:

$$\begin{aligned} 0,15 < W_e < 0,8 \text{ MeV} & \quad R'_{Al} = 0,4 \cdot W_e^{1,4} \\ 0,8 < W_e < 3,0 \text{ MeV} & \quad R'_{Al} = 0,542 \cdot W_e - 0,133 \end{aligned} \quad (3)$$

Uvedená energie je v MeV, dolet elektronů R' v hliníku je udán v jednotkách plošné hmotnosti [$g \cdot cm^{-2}$]. Z Preisových vzorců (3) můžeme, známe-li dolet v hliníku, určit pomocí vztahu (4) dolet R'_x v libovolné látce.

$$R'_x = R'_{Al} \left(\frac{Z/A}{(Z/A)_x} \right)^{-1} = 0,48 R'_{Al} \cdot (A/Z)_x \quad (4)$$

Potřebujeme-li vyjádřit dolet v jednotkách délky, použijeme převodní vztah:

$$R = \frac{R'_x}{\rho_x} \quad (5)$$

kde ρ_x je hustota absorbatóru v [$g \cdot cm^{-3}$].

Jak bylo dříve uvedeno, liší se dolet v původním směru od skutečné dráhy podél lomené trajektorie elektronů. Výpočet tohoto rozdílu se zabývali Bethe a Heitler [14]. Zjistili, že při výpočtu dráhy elektronu je nutno počítat korekci tehdy, je-li energie elektronů menší než 10 keV; pro vyšší energie není korekce nutná.

Pro skutečný dolet v látce o hustotě ρ pro energii elektronů v rozmezí od 15 keV do 100 MeV se používá také vzorec Glocknerova [15].

$$R = \frac{4,9}{\rho} \cdot 10^{-6} W_e^{1,72} \quad (6)$$

kde energie elektronů je vyjádřena v keV.

Ve studované literatuře se obvykle uvádí [11, 12, 13], že elektrony pronikají do polymethylmetakrylátu stejně jako do hliníku, kterého se nejvíce používá v nukleární fyzice jako absorbatóru elektronů. Výpočty ale ukazují, že hloubka pronikání pro energie elektronů 0,01 až 0,2 MeV, které jsou při měření použity, nesouhlasí s těmito závěry.

Tabulka 2

W_e [keV]	Hloubka pronikání v mikronech				
	Goluběv	Preis	Eger	Glockner	Nesmejanov
20	20	6,53	8,47	7,06	6,2
30	30	27,6	17,33	14,22	13,3
40	40	41,3	28,83	23,2	22,8
60	60	72,9	58,67	46,6	47,5
80	80	109	96,48	76,8	81,7
100	100	141	141,0	112,5	119
200	200	393	444,0	370,5	368

V tabulce 2. jsou uvedeny hodnoty vypočítané podle vzorců jednotlivých autorů. Při srovnání se ukazuje, že Goluběvovy vzorce udávají vskutku dolet jen orientačně. Z tabulky je patrné, že pro malé energie (od 0,01 do 0,1 MeV) neplatí obvykle uváděné údaje pro hliník také pro dolet v polymethylmetakrylátu. Podle obr. 2 jsou polymethylmetakrylátu bližší křivky pro vodu než pro hliník. Vyplývá to také z poměrů hustot; ρ vody je rovno jedné, polymethylmetakrylátu 1,2, kdežto hliníku 2,7 g/cm³. Počítáme-li také podle Preisova vzorce (4) hloubku pronikání v libovolné látce, zjistíme, že hodnoty pro vodu a polymethylmetakrylát (dále také PMT) jsou opět podobné neboť poměr Z/A je pro vodu 0,555, pro PMT 0,54, kdežto pro hliník 0,481. Poměr Z/A byl podle Blocha [16] počítán aditivně. Rozdíl mezi hodnotami podle Preisova a ostatních je dán také tím, že počítáme pro jiný energetický interval, většinou pro hodnoty menší, než pro které je vzorec určen.

Pro další výpočty bereme hodnoty vypočítané podle Glocknera.

Rozptyl elektronů v látce

Při pružném rozptylu elektronů na atomových jádrech, nebo méně často na orbitálních elektronech, se prudce mění směr dráhy elektronů. Za rozptyl svazku elektronů považujeme difúzní rozdělení elektronů do různých směrů podél hlavního směru, určeného původní drahou elektronů ve vakuu.

Vzorky používané při měření jsou vždy delší než 5000 μm , takže je úplné splnění předpoklad, že vrstva do které mají elektrony pronikat, je v celém rozmezí experimentu (do 200 keV) značně větší než je dolet elektronů v látce. Podle Starodubceva a Romanova [17] je splněn předpoklad pro úplnou difúzi elektronového svazku

$$I = I_0 \cos \theta. \quad (7)$$

Položíme-li intenzitu primárního elektronového paprsku rovnou jedné ($I_0 = 1$) dostaneme za předpokladu tenkého elektronového paprsku úhlové rozdělení v tabulce 3. V polárních souřadnicích je rozdělení elektronů vyznačeno na obr. 3, kde je také vyznačen střední úhel rozptylu o hodnotě 33°.

Pro silné vrstvy absorbátoru zůstává podle Hansona [18] hodnota středního úhlu rozptylu již stálá, při měření se nemění. Vzhledem k obr. 3 můžeme říci, že elektrony v látce jsou rozptýleny do válce o průměru 0,75 I_0 .

V tabulce 4. je uvedeno rozšíření svazku elektronů Δd v procentech při průměru elektronového svazku 0,1 mm, 0,2 mm, 0,5 mm a 1 mm pro energie použité při měření. Hloubku pronikání bereme podle Glocknera.

Tabulka 3

θ	I
0	1,000
10	0,970
20	0,882
30	0,750
40	0,587
50	0,413
60	0,250
70	0,117
80	0,030
90	0,000

Tabulka 4

W_e [keV]	R [μm]	I	Δd [%]			
			0,1	0,2	0,5	1
20	7,06	5,25	5,25	2,62	1,05	0,525
30	14,22	10,5	10,5	5,25	2,10	1,05
40	23,2	18	18	9	3,6	1,8
60	46,6	34,5	34,5	17,25	6,90	3,45
80	76,8	57	57	28,50	11,40	5,7
100	112,5	84	84	42	16,80	8,4

Optimální průměr elektronového svazku použitého při měření se pohybuje v hranicích jednoho milimetru. V tomto případě nepřesahuje rozšíření svazku, způsobené úplnou difúzí elektronů v látce 10 % původní hodnoty.

Pro vzorky o průměru větším než 2000 μm a o délce min. 5 mm je vliv úplné difúze elektronů malých a pro větší průměry elektronového svazku bereme korekci na rozšíření svazku v látce 10 % I_0 .

Difúze elektronů v látce může, při průchodu elektronů dostatečně silnou vrstvou způsobit, že jistý počet elektronů se obrátí proti původnímu směru — nastane zpětný rozptyl. Zpětný rozptyl charakterisujeme koeficientem zpět. rozptylu p . Na obr. 4 je graf závislosti p na atomovém čísle absorbující látky pro energie větší než 5 keV. Podle Franka [19] odpovídá koeficientu zpět. rozptylu na nekonečně tlusté vrstvě olova hodnota 36 %, mědi 18 % a hliníku 5 %. Podrobně zkoumal závislost zpětného rozptylu na atomovém čísle absorbátoru Bothe [20], který dospěl k závěru, že střední energie rozptýlených elektronů v poměru k energii primárních elektronů je přímo úměrná Z . Pro hliník nepřekračuje hodnota energie odražených elektronů 0,12 %, pro uhlík, se Z komponentám PMT nejbližším, hodnotu 0,05 %. Pro PMT je tedy zpětný rozptyl menší než 0,05 %. Bereme-li v úvahu, že elektronový paprsek dopadá na povrch absorbátoru kolmo a energie zpět odražených elektronů je proto minimální, můžeme vliv zpětně odražených elektronů na měření zanedbat.

Ztráty elektronu na ionizaci látky

Ionizační ztráty energie jsou důležité ze dvou hledisek. Při velké koncentraci elektronů o velké energiích na malou plochu absorbátoru může dojít k destrukci látky tím, že kladné ionty zbavené elektronů jsou urychleny, vytrženy z krystalové mřížky a vymrštěny z látky, nebo při menší energii elektronů může dojít k částečné ionizaci molekul a k přesunu prostorového náboje. Objevuje se polarizace a změna fyzikálně-chemických vlastností látky.

Při větší hloubce pronikání elektronů do látky jsou již elektrony částečně zbaveny své energie, takže mohou nabudit orbitální elektrony a vyzářit fotony o větší vlnové délce. Při ionizaci vnitřních elektronů vzniká charakteristické rentgenovské spektrum.

Ionizační ztráty byly hodnoceny podle Preise [13], Starodubceva a Románova [17], podle vzorce

$$-(dW/dx)_i = aZ^2n/\beta^2 \cdot [\ln(k\beta^2/1 - \beta^2) - 2\beta^2] \quad (8)$$

kde n je počet volných elektronů v cm^3 , a , k jsou materiálové konstanty. V tabulce 5 jsou vyčísleny ztráty energie elektronů na ionizaci v $[\text{MeV}/\text{cm}]$ pro $k = 6$, $a = 1$.

Tabulka 5

W_e [keV]	β	β^2	$-(dW/dx)_i$ [MeV/cm]
20	0,28	0,08	8,33
30	0,34	0,12	5,8
40	0,40	0,16	0,2
60	0,486	0,24	0,1
80	0,56	0,31	0,16
100	0,63	0,40	0,23

Na obr. 5 je graf závislosti ionizačních ztrát v PMT na energii elektronů. Z grafu je patrné, že v oblasti 0,01 až 1 MeV jsou ionizační ztráty aproximativně stálé.

Ztráty energie elektronu na brzděné záření

Jako brzděné záření označujeme obvykle souhrnně veškeré zářivé procesy, způsobené změnou rychlosti částice. Podle Heitlera [21] je v této práci omezeno brzděné záření na rezultat interakce nabitě částice s polem jádra atomu absorbující látky.

Případ řešený v práci se podobá svým charakterem spojitému brzděnému záření masivní anody, v níž se rychlost elektronu mění s hloubkou pronikání elektronu podle Blochina [16]. Platí vztah:

$$d\epsilon^2/dx = -11,76 \cdot 10^{12} \cdot L Z/N \quad (9)$$

kde L je počet atomů v 1 cm³ anody a N je Avogadrovo číslo.

Výpočet intenzity záření v masivní elektrodě je jen přibližný, obvykle podle vzorce (10) pomocí urychlovacího napětí

$$I = \text{konst. } nZ(V - V_0). \quad (10)$$

Použijeme-li vzorec pro větší interval frekvencí a atom. čísla složených anod, zjistíme, že se výpočet dosti liší od naměřených hodnot. Velký vliv má ta skutečnost, že s hloubkou pronikání ubývá elektronů. Vliv má také hustota látky, polarizace ap.

Pro spektrální rozdělení brzděného záření je důležitá krátkovlnná mez λ_0

$$\lambda_0 = \frac{12345}{U} [\text{Å}] \quad (11)$$

a vlnová délka maxima intenzity záření pro dané urychlovací napětí

$$\lambda_m = 3/2 \cdot \lambda_0. \quad (12)$$

V tabulce 6 jsou srovnány vlnové délky příslušné λ_c a λ_m s vlnovou délkou příslušnou elektronu podle De Broglieho λ_e . Vlnové délky jsou uvedeny v angstrémech.

Tabulka 6

W_e [keV]	λ_e	λ_0	λ_m
20	0,085	0,617	0,926
30	0,070	0,411	0,616
40	0,061	0,308	0,462
60	0,049	0,205	0,308
80	0,042	0,171	0,257
100	0,037	0,123	0,185

Dalšími vlnovými délkami, které se mohou při experimentu vyskytnout, jsou vlnové délky čar charakteristického Rentgenova spektra, příslušné prvkům obsaženým v polymetylmetakrylátu.

Uhlíku přísluší 278 eV, což odpovídá $\lambda_c = 43,4 \text{ Å}$.
Kyslíku přísluší 525 eV, což odpovídá $\lambda_c = 23,6 \text{ Å}$.

Pro energii vyzářenou na jednotku dráhy můžeme použít vztah (13) kde je atomové číslo brzdící látky Z , počet elektronů v objemové jednotce n . Platí:

$$(dW/dx)_e \approx W_e Z^2 n \quad (13)$$

Podle Preise [13] je poměr η ztrát energie elektronu na brzdné záření $(dW/dx)_b$ k ztrátám energie na ionizaci $(dW/dx)_i$ dán výrazem:

$$\eta = \frac{(dW/dx)_b}{(dW/dx)_i} = \frac{W_e Z}{800} \quad (14)$$

Energie elektronů je vyjádřena v MeV. Výsledky jsou v tabulce 7.

Tabulka 7

W_e [MeV]	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08	0,10
$-(dW/dx)_b$ [MeV/cm]	0,0108	0,0116	0,0005	0,0004	0,0009	0,0015

Srovnáním tabulky 5 a 7 vidíme, že vzhledem k ztrátám ionizačním jsou ztráty brzdné o 3 řády nižší a křivka brzdných ztrát (viz obr. 6) má jiný průběh. Od hodnoty 0,06 MeV ztráty rostou mnohem rychleji než ztráty ionizační.

Měření ukázala, že prostorové rozdělení intenzity brzdného záření není rovnoměrné, ale ve směru φ_m se objevují maxima. Výpočet úhlového rozdělení prováděl Determann [22]. Podle Determanna je rozdělena intenzita záření v polymetylmakrylátu takto:

Tabulka 8

W_e [keV]	20	30	40	60	80	100
φ_m [°]	68	62	55	46	40	33

Maximum vyzářované intenzity se liší o úhel φ_m od směru určeného dopadajícími elektrony. Při dané energii platí úhlové rozdělení nejpřesněji pro krátké vlnové délky. S prodlužující se vlnovou délkou se směrová závislost zmenšuje.

Polarizaci spojitého brzdného záření nebereme při měření v úvahu. Kulenkampff [23] ukázal, že u masivních anod z lehkých látek, do kterých elektron hluboko proniká, je stupeň polarizace nízký a s růstem urychlovacího napětí ztlačně klesá.

Spojitě záření je v látce nejen vytvářeno, ale také absorbováno, je tedy ještě třeba prostudovat absorpci krátkých vlnových délek v polymetylmakrylátu.

Absorpce brzdného záření v látce

Absorpční spektra brzdného spojitěho záření jsou mnohem jednodušší než absorpční spektra optická [16]. Nejsou zde temné absorpční čáry, ale široké pruhy s ostrou hranou na straně dlouhých vln. Ostrý okraj, totožný s hranou serie emisního

charakteristického spektra, se u těžších prvků pro pásy L a M štěpí na tři a pět. Obecně závisí absorpce záření na vrstvě exponenciálně. Oslabení toku brzdného záření nastává absorpcí a rozptylem. Výpočet nutné tloušťky absorbující vrstvy byl proveden podle Böcklena a Geitlinga [24] se započtením hmotového součinitele rozptylu σ/ρ podle Thompsona [25]. Při výpočtu byly brány v úvahu všechny možné vlivy fotoefektu, Comptonova jevu a odražených elektronů na úhlové rozdělení a změny absorpce uvažovaného záření. V tabulce 9 je uvedena v závislosti na energii elektronů, generujících brzdné záření, taková vrstva látky, která zeslabí intenzitu záření na 10 % původní hodnoty. Počítáno bylo nejdříve pro λ_0 , potom pro λ_m . Údaje jsou korigovány na změnu absorpce pro λ_K . X_0 přísluší absorbující vrstvě pro λ_0 , X_m pak λ_m .

Hodnoty byly určeny pro hustotu polymethylmetakrylátu $\rho = 1,2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Kromě uvedené absorpce má na šíření záření brzdného vliv také index lomu, který pro krátkovlnné záření má hodnotu menší než jedna. To způsobuje, že při přechodu záření z vakua do látky může nastat úplný odraz; vychází-li naopak záření z látky do vakua, láme se z řidšího prostředí do hustšího, tedy ke kolmici. Index lomu látky pro brzdné záření n_b je dán rozdílem $n_b = n - \delta$, kde δ je podle Blochina [16] dáno vřazem

$$\delta = e^2 N Z \rho \lambda^2 / 2 \pi m c^2 A = 2,7 \cdot 10^{10} \rho \lambda^2 \cdot Z/A. \quad (15)$$

λ je v cm, ρ je hustota absorbující látky v $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Musí být zachována podmínka, že $\lambda < \lambda_K$, kde λ_K je vlnová délka příslušná K charakteristického spektra.

Srovnáme-li hodnoty z tabulky 7 s hodnotami pro $\lambda_{K(\text{C})} = 23,6 \text{ \AA}$ a $\lambda_{K(\text{O})} = 43,4 \text{ \AA}$, je patrné, že předpoklad je splněn. Je-li poměr Z/A pro PMT roven 0,54 a hustota $\rho = 1,2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, pak dostaneme pro n_b v tabulce 10 tyto hodnoty:

Tabulka 10

W_e [keV]	λ^2	δ	n_b
20	$38,4 \cdot 10^{-18}$	$67,2 \cdot 10^{-8}$	0,999 999 328
30	$17,1 \cdot 10^{-18}$	$29,9 \cdot 10^{-8}$	0,999 999 701
40	$9,6 \cdot 10^{-18}$	$16,8 \cdot 10^{-8}$	0,999 999 832
60	$4,0 \cdot 10^{-18}$	$7,0 \cdot 10^{-8}$	0,999 999 930
80	$2,4 \cdot 10^{-18}$	$4,1 \cdot 10^{-8}$	0,999 999 959
100	$1,5 \cdot 10^{-18}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	0,999 999 974

Tabulka 10 ukazuje, že index lomu se od jednotky liší tak málo, že můžeme n_b pokládat za roven jedné, aniž bychom ovlivnili přesnost měření.

Záření podmíněně interakcí s makroskopickými vlastnostmi látky

Kromě vzájemného působení jednotlivých atomů absorbující látky a dopadajících elektronů vzniká řada dalších jevů, podmíněných makroskopickými vlastnostmi

látky. Jsou to Vavilovo-Čerenkovovo záření, podprahové a přechodové záření. Ukazuje se, že v oblasti energií 0,02 až 0,1 MeV nehraje ani Čerenkovovo, ani podprahové záření žádnou roli. Graf na obr. 7 ukazuje závislost rychlosti relativistického a nerelativistického elektronu na kinetické energii a na základě těchto rychlostí byl určen graf na obr. 8, který vyjadřuje závislost vzniku Čerenkovova záření na rychlosti částice a indexu lomu látky. Výpočty byly počítány na stroji ZUSE podle vztahů uvedených Jelým v práci [9].

Z grafu 8 je patrné, že při energiích elektronů do 100 keV dosáhneme pouze 70 % prahové rychlosti pro vznik Čerenkovova záření, počítáme-li pro polymethylmetakrylát index lomu 1,492. K vzniku záření by byla potřebná rychlost elektronů $2,13 \cdot 10^{10}$ cm/s, která přísluší energii vyšší než 0,2 MeV.

Ukázalo se, že ani podprahové záření, které při nižších energiích elektronů spojitě navazuje na Čerenkovovo záření, nevzniká v měřitelné intenzitě. Výpočty byly prováděny podle Lawsona a jsou podrobně diskutovány v práci [10, 26].

Přechodové záření je již v energetickém intervalu 0,01 až 0,1 MeV generováno s dostatečnou intenzitou, ale jeho spektrální a úhlové rozdělení umožňuje přechodové záření odlišit od ostatních jevů interakce. Přechodové záření, generované elektrony na polymethylmetakrylátu je podrobně experimentálně studováno v práci [10]. Z teoretického studia interakce elektronů s polymethylmetakrylátem můžeme učinit tento závěr:

a) Výpočty hloubky pronikání ukazují, že teoretické studie ještě nejsou plně sjednoceny a že v měřeném energetickém intervalu není možno použít obvykle v literatuře citované vzorce, zvláště proto, že měřicí metoda navrhovaná v další části práce se liší od současných absorpčních metod měření doletu. Vzorec neuvažují vlnové vlastnosti pomalých elektronů, snížení absorpce Ramsauerovým jevem ap. Obecně se ukazuje, že absorpce elektronů v polymethylmetakrylátu je v měřeném intervalu energií svým charakterem podobnější absorpci ve vodě než v hliníku.

b) Při interakci se projeví nejvíce ztráty ionizační, a to v závislosti na intenzitě a energii elektronového svazku a kvalitě materiálu buď destrukcí látky nebo reversibilními změnami vlastností látky a zářením. Část záření, která bude ležet v oblasti spektrální propustnosti polymethylmetakrylátu bude respektovat geometrické vlastnosti vláken a bude odlišitelná od ostatních jevů. Úkolem je určit intenzitu a hloubku, ve které záření vzniká.

c) Ztráty brzdě se projeví při interakci specificky tím, že se maximum intenzity brzděného záření vyzáří pod určitým úhlem od osy svazku elektronů. Protože se větší vlnové délky více absorbují a předpokládáme-li, že $n_0 \approx 1$, pak ze zaznamenaného kužele můžeme určit ve které hloubce ve válci (vlákně) vzniká brzděné záření v intervalu vlnových délek $(\lambda_0, \lambda_0 + \Delta\lambda)$.

d) Makroskopické vlivy látky, tj. Čerenkovovo, podprahové a přechodové záření nebudou mít v uvažovaném energetickém intervalu vliv na měření interakce elektronů s polymethylmetakrylátem.

Uspořádání experimentu

Úkolem měření bylo ověřit platnost předpokladů z teoretické části práce, změřit, zda vznikají ve vláknové optice, zasažené proudem elektronů závažné, měřitelné a navzájem odlišitelné jevy, které by měly vliv na použitelnost vláknové optiky a zjistit, zda by bylo možno interakce použít k měření hloubky pronikání elektronů do polymethylmetakrylátu.

Měřicí aparatura obsahovala: generátor pomalých elektronů, urychlovačí zařízení,

vakuový systém, měřené vzorky, indikační zařízení. Zařízení musí být schopno zachytit velmi malé intenzity záření a prostorově je rozlišit.

1. *Zdroj elektronů.* Jeho úkolem je vytvořit svazek elektronů definované rychlosti. Pomalé elektrony z katody jsou vnějším elektrickým polem urychleny a soustředěny na potřebný průřez. Jako zdroje elektronů bylo použito hlavní části elektronového difraktografu ÚFPL ČSAV. Urychlovací napětí je spojitě proměnné od 20 do 45 kV, emisní proud do 25 μ A. Z difraktografu byla použita i vakuová část s komorou, do které se vkládalo měřicí zařízení. V další serii měření byl použit elektronový mikroskop Siemens (opět ÚFPL) a měřicí systém byl upraven pro lepší udržování vakua. V tomto případě bylo dosažitelné urychlovací napětí do 100 kV.

2. *Vláknové svazky* pro měření. K měření vlivu dopadu elektronů na čelo vláknového svazku byly použity krátké vláknové soustavy o různých parametrech, zasazené do pouzder z trolitulů. Vláknová soustava byla z polymethylmetakrylátu, polyamidu a anorganického skla F 9. Parametry vzorků, které se lišily navzájem propustností, geometrickým uspořádáním, jsou v tabulce 11.

Tabulka 11

Č. vz.	Materiál	Vláknový Ø [μ m]	Svazek Ø [μ m]	Délka [μ m]	Lum.+	Poznámka
1	PMT	—	—	290	—	folie
2	PMT	—	—	470	—	folie
3	PMT	—	—	10	—	folie
4	PMT	6000	6000	7490	—	tyč
5	PMT	6000	6000	8000	lum.	tyč
6	PMT	6000	6000	7030	—	tyč
7	PMT	2000	9500	5190	—	
8	PMT	2000	9500	4830	lum.	
9	PMT	2000	9500	5410	tel.	
10	polyamid	600	8500	8800	—	
11	polyamid	600	8500	9700	lum.	
12	polyamid	600	8500	12260	—	
13	PMT	250	4850	10320	—	
14	sklo F 9	50	4000	12000	—	
15	sklo F 9	75	8000	8000	—	

Poznámka lum.+ označuje vzorky, na které byla nanášena vrstva luminoforu pro elektronové mikroskopy (Siemens, bez udání chem. složení). Poznámka tel. označuje vzorek, na jehož výstupní čelo byl ve vakuu nanášen tellur. Vzorky 1 až 3 jsou folie získané odpařením. Na fotografii č. 9 jsou trolitulová pouzdra s měřicími vzorky.

3. *Měřicí zařízení.* Aby bylo možno zachytit i velmi malé intenzity světla, které se mohou při interakci vyskytnout, byl k detekci užít kontaktní záznam na fotografickou emulzi. Emulzi můžeme exponovat libovolně dlouhou a zachytit tak malé světelné toky. Emulze byla při každém měření přitlačena na výstupní čelo vláknového svazku a po expozici přesunuta na neexponované pole. Sloužil k tomu přípravek, pracující podobně jako fotografický přístroj. Jeho konstruování bylo poměrně obtížné, protože celé zařízení bylo třeba umístit ve vakuu a ovládat na dálku. Přípravek je schematicky naznačen na obr. 10, kde znamenají: 1 — pouzdro s měřicím vzorkem, 2 — vodící trubici na vložení pouzdra, 3 a 4 cívky na přetáčení filmu, 5 — olověný kryt 1 mm, chránící zařízení proti možnému parazitnímu rentgenovému záření.

záření, 6 — přitlačná destička, přitlačující emulzi na výstupní čelo vláknového svazku, 7 — zaostřovací hliníkové stínítko s luminiforem a s otvorem umístěným nad středem vzorku. Kryt 5 se stínítkem 7 jsou při výměně filmu a vzorku snímatelné.

Na fotografii č. 11 je vidět elektromagnetické zařízení, sloužící k posunu filmu ve vakuu. Přes spínač umístěný vně vakuové komory přivádíme proud do elektromagnetu. Protéká-li obvodem proud, je vtaženo ocelové jádro do cívky a mechanické zařízení pootočí cívku 4 tak, že se posune film na další neexponované pole.

4. *Emulze.* Ke kontaktnímu záznamu bylo použito citlivého negativního 16 mm filmu Agfa (mikrát), číslo emulze 258 (26 32 62). Spektrální citlivost filmu v ultrafialové oblasti spektra měřená na spektrografu ISP 22 pomocí spektra železa byla porovnána s hodnotami vlnových délek z Atlasu spektrálních čar [27].

Postup měření

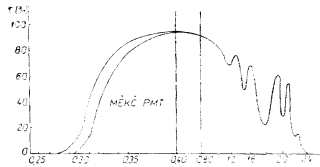
Vybraný vzorek se vloží do tubusu měřícího přípravku, v temné komoře se vloží film a uzavřený preparát vsadíme potmě bočním víkem do přístroje. Po dosažení potřebného vakua se nažhaví katoda, nastaví urychlovací napětí, zcentruje se elektronový paprsek na zvolený průřez a svazek elektronů se posune do otvoru v zaostřovacím stínítku. Je třeba dbát na to, aby se při měření svazek elektronů nedotýkal okrajů otvoru stínítka, aby nedošlo ke zkreslení a ztrátám. Doba expozice je měřena stopkami. Po expozici se elektromagneticky posune film a exponujeme znovu pro jiné urychlovací napětí nebo emisní proud. Po měření vypneme elektronickou část, napustíme vzduch do aparatury, vyjmeleme potmě film a postup opakujeme při dalším měření.

Exponované filmy jsou vyvolány za standardních podmínek a propustnost získaných snímků je proměřena na Zeissově fotometru.

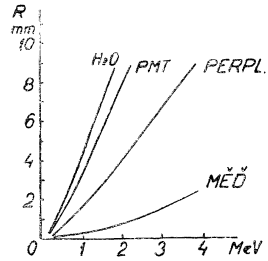
Zhodnocení výsledků měření

Záznam na film umístěný těsně za vzorkem ve vakuové komoře se osvědčil. Nejvhodnějším materiálem pro zkoumání interakce elektronů s vláknovou optikou se ukázal polymethylmetakrylát. Polyamidy a anorganické sklo nejsou pro tento účel vhodné, neboť při záznamu interakce dostaneme ozářený téměř homogenně celý svazek s rozštěpením obvodových hran svědčícím o absorpci spojitého brzdňového záření na těžkých atomech (viz obr. 12, 13). Nejvhodnější expozicí pro měření bylo 15—120 s. Pro dlouhé expozice, např. 600 s, se světelné jevy rozšíří na celý svazek; obvodová vlákna ozářená z vlákna středního vykazují tzv. kaustické plochy, vznikající při šikmém dopadu světelných paprsků na válcové zrcadlo tvořené povrchem vlákna. Záznam dlouhé expozice je na obr. 14. Pro expozice kratší než 15s jsou zaznamenané jevy při použití vláken o větším průřezu slabé. Jako vhodná se ukázala kinetická energie elektronů 30 keV; při energii nižší než 20 keV je intenzita zkoumaných jevů malá. Pro zkoumání záření v oblasti optické propustnosti PMT jsou vhodná silná vlákna — válečky, pro krátkovlnou oblast se hodí vlákna do průměru 2000 μm ; krátké vlnové délky nejsou tak pohlcovány jako v tlustých vláknech a můžeme měřit záření vně vlákna i při relativně malých energiích. Měření na tenkých vláknech mělo u zkoumaných látek specifický charakter.

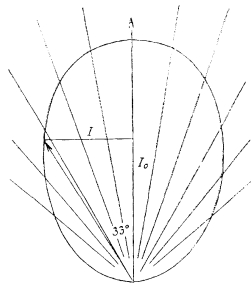
Výsledné hodnoty propustnosti při 30 keV v závislosti na expozici jsou shrnuty do grafu 17. Celková propustnost se mění s expozicí mnohem méně než propustnost příslušná brzděnému a optickému záření. Měříme-li intenzitu záření viditelné oblasti jako rozdíl intenzity celkové a brzděné, objeví se pokles optické části proti brzděné. Při delších expozicích jsou optické části interakčních obrazců brzdovou složkou překrývány. Kaustické obrazce patrné na snímcích 18, 19 jsou způsobovány zářením



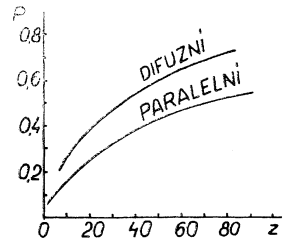
Obr. 1. Křivka propustnosti polymethylmetakrylátu.



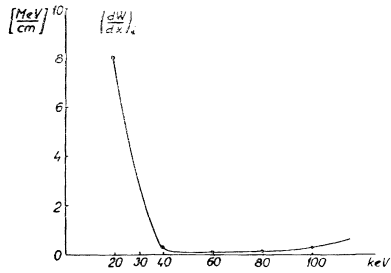
Obr. 2. Dolet elektronů v látce podle Egera [11].



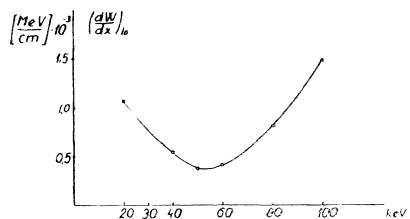
Obr. 3. Difúzní rozdělení elektronů v polárních souřadnicích.



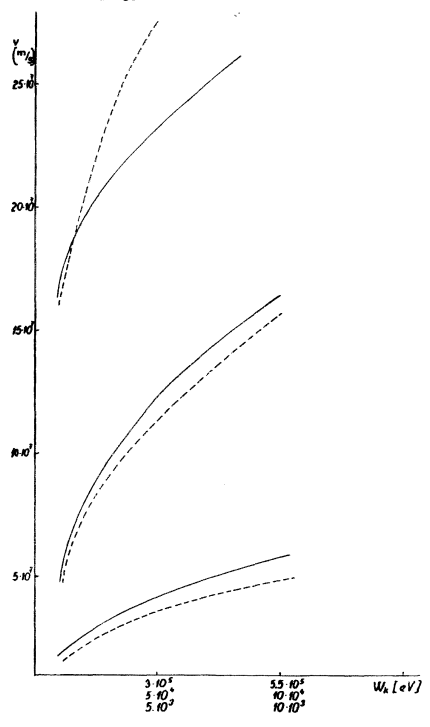
Obr. 4. Závislost koeficientu zpětného rozptylu na atomovém čísle absorptoru.



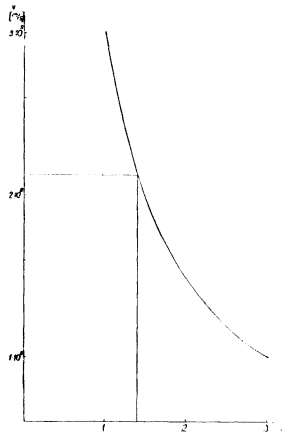
Obr. 5. Závislost ionizačních ztrát elektronu v polymethylmetakrylátu na jeho kinetické energii.



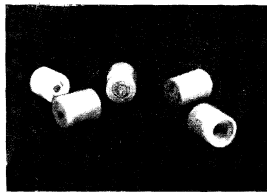
Obr. 6. Závislost brzdných ztrát elektronu v polymethylmetakrylátu na jeho kinetické energii.



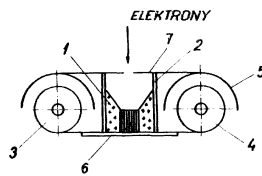
Obr. 7. Závislost rychlosti relativistického a nerelativistického elektronu na jeho kinetické energii.



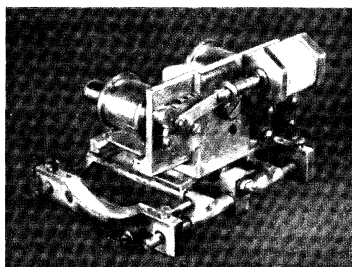
Obr. 8. Závislost vzniku Čerenkovova záření na rychlosti částice a indexu lomu látky.



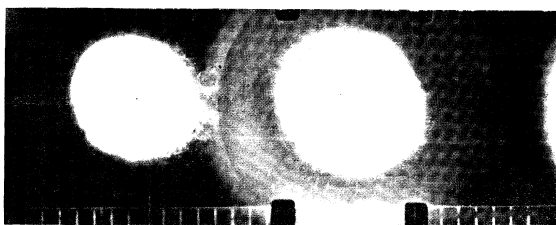
Obr. 9. Trolitulová puzdra s měřenými vzorky.



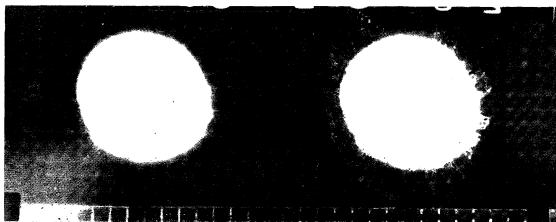
Obr. 10. Schéma měřicího přípravku.



Obr. 11. Elektromagnetické posuvné zařízení.



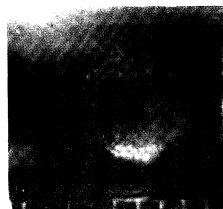
Obr. 12. Záznam interakce elektronů s polyamidem (60 keV, 30 s).



Obr. 13. Záznam interakce elektronů s polyamidem (40 keV, 30 s).



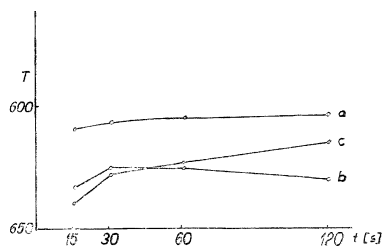
Obr. 14. Záznam interakce elektronů s polymethylakrylátem (vzorek 1, expozice 600 s).



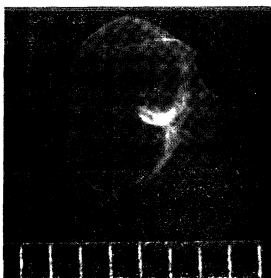
Obr. 15. Záznam interakce elektronů na tenkých vláknách skla F 9.



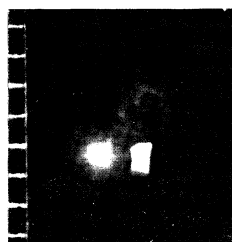
Obr. 16. Záznam interakce elektronů na tenkých vláknách polymethylakrylátu.



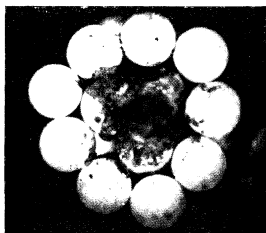
Obr. 17. Výsledný graf propustnosti pro energii 30 keV v závislosti na expozici; a – celková propustnost, b – křivka pro optické záření, c – křivka brzdícího záření.



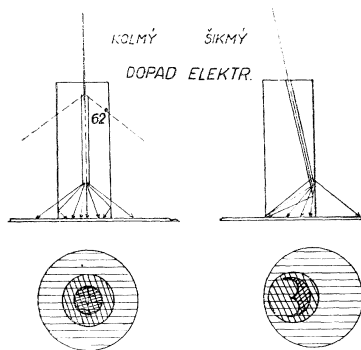
Obr. 18. Záznam interakce s polymethylakrylátem při šikmém dopadu elektronů, při kterém vzniká kaustická plocha.



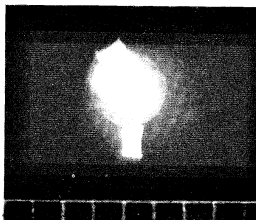
Obr. 19. Rozšíření zářež do druhého vlákna při interakci.



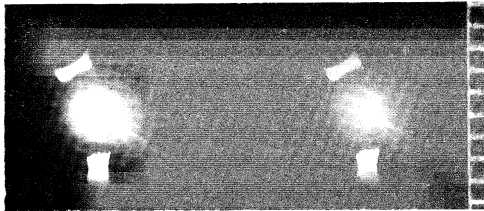
Obr. 20. Destrukce vláknaového svazku.



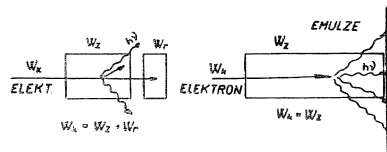
Obr. 21. Model mechanismu vzniku interakčních jevů.



Obr. 22. Interakce elektronů s jedním vláknem (kruhová interakce).



Obr. 23. Interakce elektronů s jedním vláknem.



Obr. 24. Princip metody měření úplného doletu elektronů vesrovnání s obvykle užívanou metodou.
 W_k — kinetická energie elektronu, W_z — energie předaná látce, W_r — energie potřebná k registraci částice.

v oblasti optické propustnosti PMT. Dopadají-li svazek elektronů do vlákna šikmo, vzniklé záření se odráží od vnější stěny vlákna, je-li zachována podmínka totální reflexe a po jednom odrazu se na výstupním čele vlákna vytvoří kaustický obrazec. Vypočítané hodnoty příslušné energiím 30 a 40 keV jsou v tabulce 12.

Tabulka 12

W_e [keV]	λ_0 [Å]	λ_m [Å]	φ_m [°]	X_0	X_m [μm]
30	0,4	0,926	62	920	860
40	0,3	0,616	55	2600	1700

W_e [keV]	R [μm]	ΔW_1 [MeV/cm]	ΔW_0 [MeV/cm]
30	14	5,8	0,0116
40	24	0,2	0,00054

Ze srovnání hodnot z tabulky 12 s měřením plynou pro mechanismus interakce tyto závěry:

Při energii 30 keV má být převážná hodnota brzdného záření absorbována, protože k snížení záření na $0,1 I_0$ je postačující vrstva ~ 1 mm (vlákno má délku > 5 mm). Ztráty ionizací tedy nutně převládají a projeví se specifický charakter působení rychlých elektronů na polymetylmetakrylát s kovalentní vazbou. Pronikající elektrony tvoří „kanály“, v nichž zůstávají kladné ionty a část elektronů je odtržena, nastane proto termodynamicky nestabilní stav. Do určité hodnoty energie a množství dopadajících elektronů jsou radiační změny reversibilní, nad prahovou hodnotu energie dochází k vytrhávání iontů z řetězců a k destrukci materiálu (vyvíjí se H_2) jak je patrné z obr. 20. Oblast energie 30 a 40 keV je ještě v hranicích reversibility radiačních změn.

Prostřednictvím kanálů a Ramsauerova jevu (pomale elektrony jsou málo absorbovány) pronikají elektrony hluboko do látky a dá se předpokládat, že R bude větší ve skutečnosti než v tabulce 12. Model mechanismu vzniku interakčních jevů je na obr. 21. Srovnáme-li tento schematický obrázek se snímky 22 a 23 s tabulkou 12, docházíme k závěru, že vnější kruhová plocha 3, přesto, že k ubrzdění by mělo stačit 0,9 mm, je způsobena *brzdným zářením*. V případě, že by šlo o viditelné záření, nebo záření UV, byla by hodnota n větší než 1 (n v UV pro PMT je v mezích 1,4 až 1,6), takže by byl ještě patrný vliv okolních vláken, neboť při průměru obrazu 4 mm by musely nutně paprsky vystupovat z horní poloviny vlákna. Nepozorujeme-li tedy geometrický ani absorpční vliv okolních vláken, musí kruhovou plochu způsobovat záření, pro které platí $n \approx 1$. Jde tedy nutně o brzdné záření. Platí-li Determinovo úhlové rozdělení, musí elektrony pronikat do hloubky 4 mm, aby toto úhlové rozdělení mohlo podle obr. 21 nastat. Jen tak je také možné, že spojitě brzdné záření není absorbováno jak by tomu nepohybně bylo, kdyby záření pronikalo vrstvou větší než $5 X_0$.

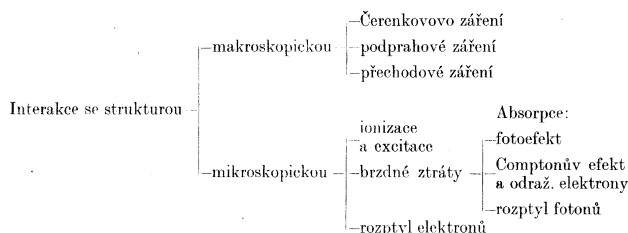
Vezmeme-li při absorpci brzděného záření v úvahu korekci na Comptonův jev, pak vzhledem k zvětšené vlnové délce musíme počítat se zvětšenou absorpcí a počítáme-li s odraženými elektrony, pak pro 30 keV je změna energie na Comptonův jev (podle Blochina [16]) $6,4 \cdot 10^{-22}$ eV a energie odražených elektronů je velmi malá; jejich směr souhlasí s primárním brzděným zářením. Korekce na rozptyl pro $\lambda = 0,5$ Å je malá, fotoelektrony přispívají k ionisaci, jejich směr souhlasí se směrem primárních kvant. Fluorescenční spektrum je menší než 0,05 % pro serií K, serie L se pro malé Z podle Chevešeho [28] vůbec neobjeví. Žádný z uvedených faktorů nemůže tedy vznik jevů v rozhodující míře ovlivnit a zůstává jen vliv brzděných ztrát, které vytvářejí na obr. 21 vnější kruhovou plochu.

Také kaustické plochy vznikající na snímcích 18 a 19 jsou způsobeny zářením generovaným hluboko v látce; plocha vzniká jen po jednom odrazu na vnitřním povrchu vlákna.

Závěr

V práci uvedený experiment zkoumá takovou hloubku pronikání elektronů do látky, kdy elektron předá látce veškerou kinetickou energii, o kterou své okolí převyšuje. Je to způsobeno tím, že obvykle je měřen elektron proniknuvší prostředím a zbytek jeho kinetické energie musí stačit k tomu, aby uvedl v činnost registrační zařízení. Měření hloubky pronikání elektronů nepřímou metodou, ze zářivých efektů vznikajících při absorpci elektronů v látce, dává výsledky odlišné od obvykle uváděných hodnot. Princip metody je naznačen na obr. 24.

Komplexní studium interakce elektronů s vláknovou optikou je dosti náročné, protože je poměrně málo dostupných publikačních údajů. Uvedme schema všech jevů, které mohou při měření nastat v různých formách současně:



Po teoretické kalkulaci byl proveden vlastní experiment. Svazky vláken z polymethylmetakrylátu, polyamidu a skla F 9 byly bombardovány svazky monoenergetických elektronů a proměřován kontaktní záznam interakce na fotografické emulzi. Ukázalo se, že elektrony skutečně pronikají do polymethylmetakrylátu o dva řády hlouběji než jak je udáváno ve vzorcích a tabulkách obvykle užívaných v atomistice.

V současné době se na interakcích elektronů s polymethylmetakrylátem intenzivně pracuje v celém světě (např. [29, 30]), neboť mechanismus pronikání elektronů do látky není ještě plně objasněn a řešení problému si vyžadá ještě mnoho dalších výzkumů.

Literatura

- [1] *Cabák I.*: Základní problémy vláknové optiky, ref. PvF UP, 1964.
- [2] *Kapany N. S., Capellaro D. F.*: JOSA, Vol. 51, No. 1, 23, 1961.
- [3] *Kapany N. S.*: JOSA, Vol. 47, No. 5, 413–422, 1959.
- [4] Chance optical Glass, G. Brit. (1955).
- [5] *Vajnsťejn B. K.*: Difrakcija rentgenovskich lučej na cepnych molekulach (Lzd. A. N., Moskva 1963.)
- [6] *Gillan A. E., Stern E. S.*: An Introduction to Electronic Absorption Spectroscopy in Organic Chemistry (III, 1957).
- [7] *Bolt R. O., Carrol J. G.*: Radiation Effects in Organic Materials (A. P. New York 1963).
- [8] Umaplex, čs. organ. sklo — firem. lit. (1962).
- [9] *Jelley J. V.*: Čerenkov Radiation and its Application (London 1953).
- [10] *Cabák I.*: Interakce elektronů s vláknovou optikou (Dis. PvF UP 1965).
- [11] *Eger R.*: Dozimetria i zaščita ot izlučenij (Gostatomizdat 1961).
- [12] *Goluběv B. D.*: Dozimetria i zaščita ot ionizirujuščego izlučeniija (Gosenergoizdat 1963).
- [13] *Preis V.*: Registracija jadernogo izlučeniija (izd. in. lit. Moskva 1960).
- [14] *Bethe H. A., Heitler W.*: Proc. Roy. Ser. A 83, 146 (1934).
- [15] *Glockner R. Z.*: F. Naturf. 3, 147 (1948).
- [16] *Blochm M. A.*: Fizika rentgenovskich lučej (GITTI Moskva 1953).
- [17] *Stacodubecev Romanov*: Prochoždenije zarjažennyh častic čerez vėščestvo (Taškent 1962).
- [18] *Hanson A. O., Lyman E. M., Lanzl L. H., Scott M. B.*: Phys. Rev. 81, 634, 1951.
- [19] *Frank J. M.*: ŽETF 38, 1751, (1960).
- [20] *Bothe W. Z.*: Naturforsch. 4a, 88 (1949); 5a, 8 (1950).
- [21] *Heitler W.*: Quantum Theory of Radiation (Oxford 1947).
- [22] *Determann*: An. d. Phys. 30, 481 (1937).
- [23] *Kulenkampff*: Phys. Zeits. 30, 513 (1929).
- [24] *Böhlen, Ceitling*: Zeits. f. Metallk. 40, 157 (1949).
- [25] *Thompson T. J.*: USAEC Rep. UCLR 1910 (California 1962).
- [26] *Lawson J. D.*: Pfl. Mag. 46, 749 (1954).
- [27] *Kalinin, Jannel, Aleksejeva, Najmark*: Atlas spektrálních čar (GITTL 1952).
- [28] *Cheveši*: Rentgenovskij analiz (Gost. chim. izdat. Moskva 1940).
- [29] *Furuta Juničiro, Hiraoka Eiichi, Okamoto Shinichi*: Annual. Rept. Rad. Center Osaka Pref. 77–82 (1963).
- [30] *van Klinken J., Bulthuis K., van Duinen R. J.*: Nucl. Phys. 61, 593–600 (1965).

Summary

Interaction of electrons with polymethylmethacrylate

IVAN CABÁK

This paper studies the phenomena resulting from the interaction of electrons, whose kinetic energy ranges 20–100 keV, with a fibers system of polymethylmethacrylate; the comparative material was a polyamide and anorganic glass. The depth of penetration was measured from the intensity and angular distribution of radiation effects resulting from the interaction. This allows the measurement of the total flight range in a material, i.e. the depth of penetration, when the electron transfers the maximum energy to the medium and the loss of energy is excluded for the detector's excitation.