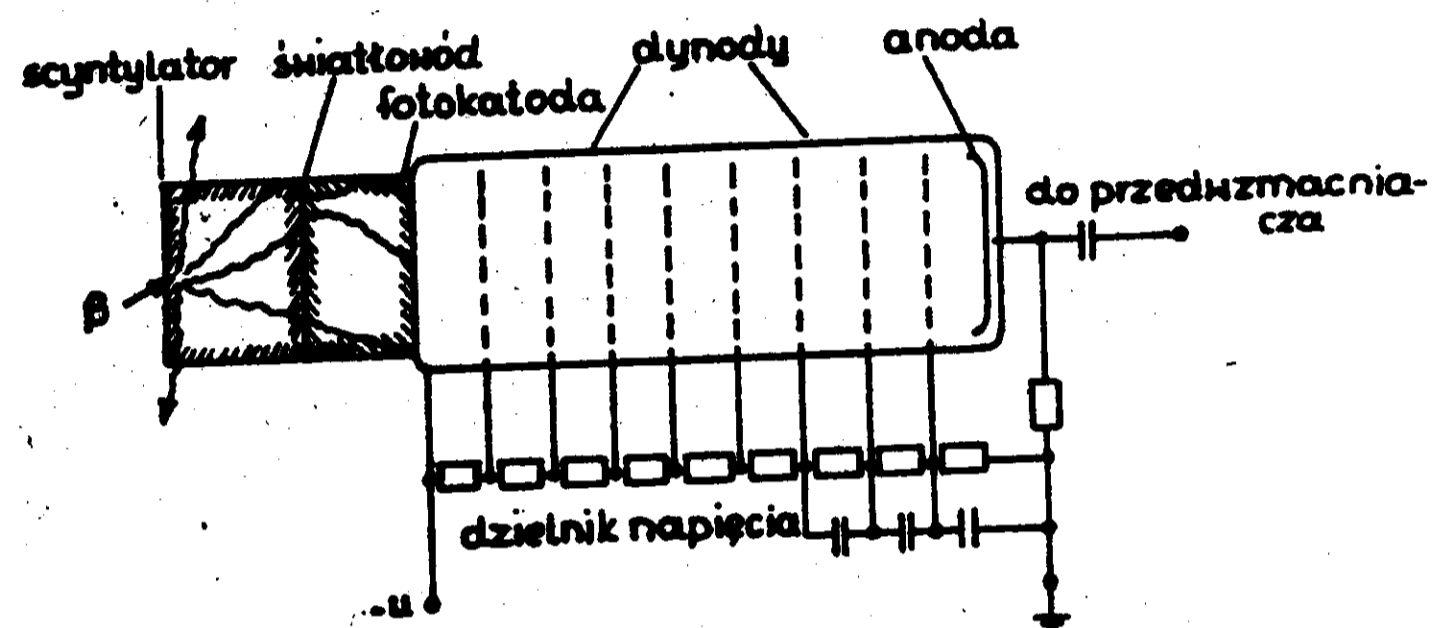


2. Liczniki scyntylacyjne i ich zastosowanie w fizyce jądrowej

Licznik scyntylacyjny (sonda scyntylacyjna) składa się ze scyntylatora, fotopowielacza, dzielnika napięć i przedwzmacniacza oraz urządzenia elektronicznego zasilającego i wzmacniającego impulsy (rys. 26)



Rys. 26. Schemat budowy licznika scyntylacyjnego

Cząstka jonizująca przy przejściu przez scyntylator traci swoją energię. Część energii promieniowania zamienia się w kwanty światła promieniowania luminescencyjnego. Część powstałego promieniowania luminescencyjnego pada na fotokatodę fotopowielacza elektronicznego i wywołuje w niej strumień elektronów poprzez zjawisko fotoelektryczne. Efektywność zamiany energii na światło jest zależna od rodzaju promieniowania i rodzaju scyntylatora. Ilość kwantów świetlnych dochodzących do fotokatody zależy od własności absorpcyjnych scyntylatora, jego przezroczystości oraz od kontaktu optycznego pomiędzy scyntylatorem a fotokatodą fotopowielacza. Strumień elektronów powstałych w fotokatodzie, po zogniskowaniu, kierowany jest do układu dynod, gdzie zostaje wielokrotnie wzmocniony w wyniku zjawiska wtórnej emisji elektronów. Impuls wyjściowy, proporcjonalny do energii traconej w scyntylatorze, jest następnie wzmacniany i analizowany przez odpowiednie układy elektroniczne.

Wzmocnienie fotopowielacza zależy od liczby dynod, od rodzaju materiału pokrywającego dynody, od wielkości i rozkładu przyłożonego napięcia do fotopowielacza. Współczynnik wzmocnienia określa wzór

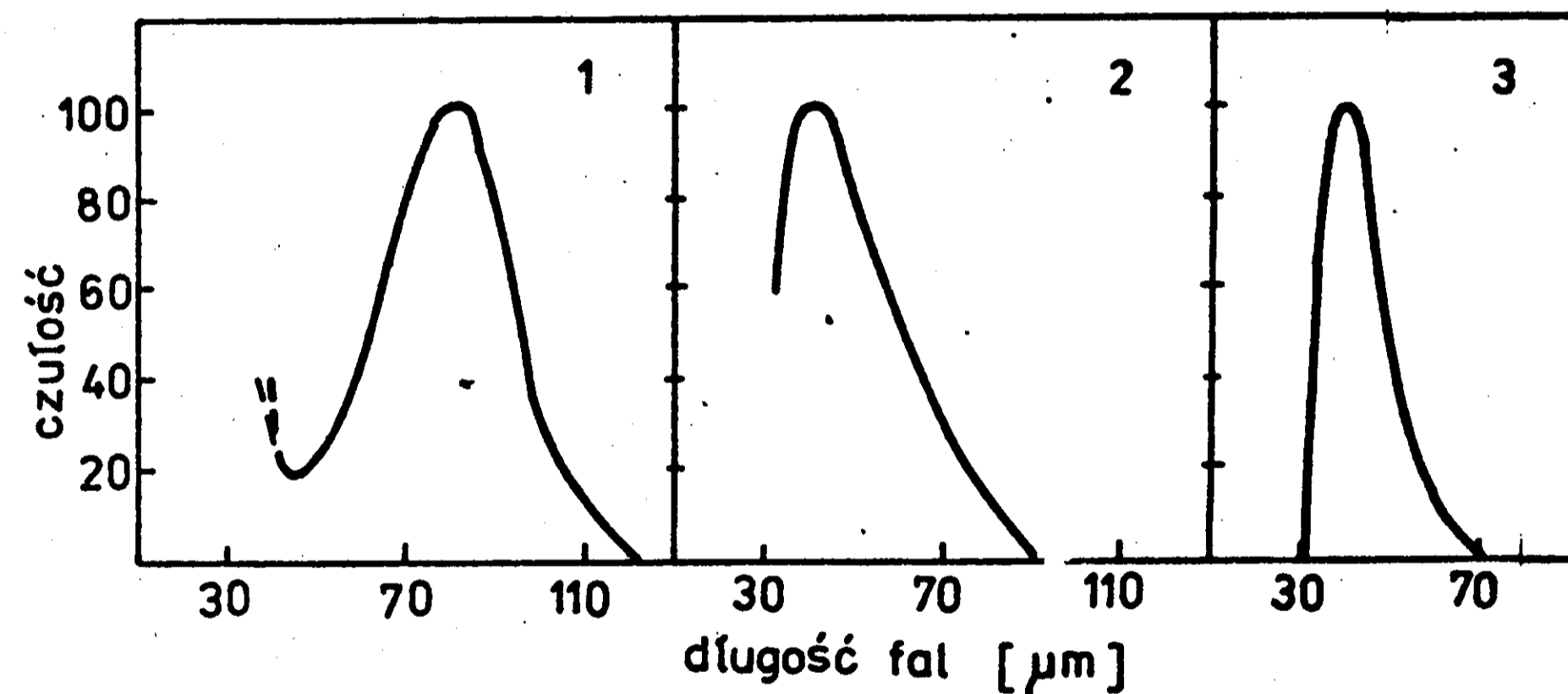
$$G = m^n$$

gdzie: m jest współczynnikiem emisji wtórnej każdej dynody, n - liczbą dynod.

Jakość fotopowielacza zależy również od fotokatody, którą powinna charakteryzować:

- 1) duża czułość, jednakowa na całej powierzchni,
- 2) mała emisja termiczna w temperaturze pracy,
- 3) odporność na zmęczenie,
- 4) zgodność czułości spektralnej z zakresem emisji świetlnej scyntylatora.

Na rysunku 27 podano rozkład czułości spektralnej dla różnego typu fotokatod.



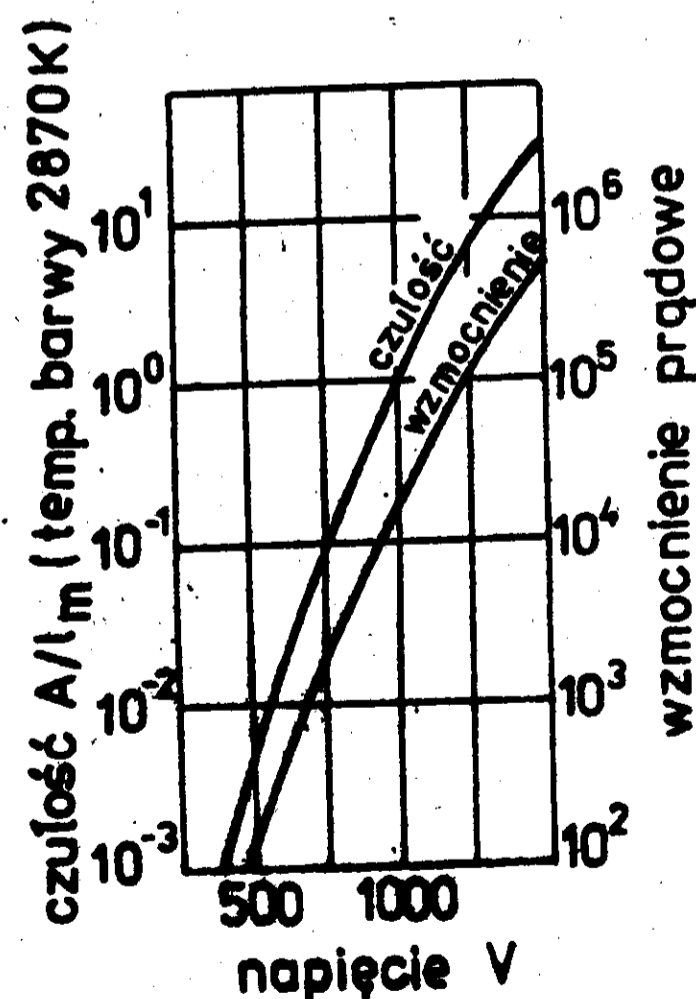
Rys. 27. Rozkład czułości spektralnej fotokatod różnego typu: 1 - katoda cezowo-tlenkowa, 2 - antymonowo-cezowa na podłożu niklowym, 3 - rubidowo-tlenkowa

Ponieważ scyntylatory mają przeważnie wysokie współczynniki załamania, dla zmniejszenia strat światła musi istnieć dobry kontakt optyczny pomiędzy scyntylatorem a fotokatodą fotopowielacza. Kontakt optyczny realizuje się zwykle przez wprowadzenie między scyntylator

i fotokatodę cieczy imersyjnej (np. olejku cedrowego) o takim samym współczynniku załamania, jaki posiada scyntylator.

Najczęściej stosowaną fotokatodą jest katoda Sb-Cs z maksimum czułości przy około $41 \mu\text{m}$, ze względu na małą emisję termiczną. Fotokatody z maksimum czułości w podczerwieni charakteryzują się dużą termoisacją (tzw. prądem ciemnym), co w konsekwencji powoduje wzrost szumów i obniża zdolność rozdzielczą fotopowielacza.

Wzmocnienie fotopowielacza zależy również od zdolności ogniskującej dynod i napięcia przyłożonego między dynodami. Dobre ogniskowanie otrzymuje się przez nadanie odpowiedniego kształtu dynodom i odpowiednie ich rozmieszczenie. Stosuje się taką geometrię, aby zbieranie elektronów z jednej dynody na następnej, odbywało się bez strat. Czasy przelotu elektronów z różnych miejsc fotokatody do pierwszej dynody powinny być możliwie takie same, co uzyskuje się przez przyłożenie większego napięcia między fotokatodą i pierwszą dynodą niż między pozostałymi dynodami. W sąsiedztwie ostatnich dynod, dla większych strumieni elektronów, nie powinno występować zjawisko ładunku przestrzennego, co mogłoby wywołać odchylenie od proporcjonalności pomiędzy strumieniem światła a prądem wyjściowym. W tym celu stosuje się odpowiedni układ elektroniczny w dzielniku napięć w końcowych stopniach wzmocnienia. Duże wzmocnienie całkowite można uzyskać przez zwiększenie napięcia między dynodami. Rysunek 28 przedstawia zmianę wzmocnienia i czułości w zależności od napięcia całkowitego przyłożonego do fotopowielacza.



Rys. 28. Czułość i wzmocnienie w zależności od napięcia całkowitego przyłożonego do fotopowielacza

Scyntylatory

W wyniku oddziaływania cząstek z materią scyntylatora atomy scyntylatora zostają zjonizowane lub wzbudzone. Większa część energii zamienia się na ciepło. Pozostała energia przechodzi od wzbudzonych atomów lub cząsteczek do ośrodków aktywnych scyntylatora i tam zamienia się na światło. Wydajność luminoforów może być różna zależnie od rodzaju promieniowania i jego energii. Nie można wyprodukować uniwersalnego scyntylatora dla wszystkich rodzajów promieniowania. Odpowiedni scyntylator dobiera się w zależności od rodzaju promieniowania, czułości spektralnej fotopowielacza i warunków narzuconych przez typ eksperymentu, jak np. krótki czas zaniku (lub inaczej czas wyświecania), dużą amplitudę impulsów lub dużą wydajność na wytwarzanie wtórnych cząstek, poprzez które jest rejestrowane promieniowanie niejonizujące (np. promieniowanie gamma i neutrony).

Liczba fotoelektronów emitowanych przez katodę zależy od szeregu parametrów charakteryzujących scyntylator, a mianowicie od:

- 1) stosunku absorbowanej w scyntylatorze energii cząstki jonizującej do całkowitej energii cząstki,
- 2) wydajności przetwarzania energii traconej przez cząstkę w scyntylatorze na energię świetlną,
- 3) przezroczystości scyntylatora dla wytworzonych w nim błysków scyntylacyjnych,
- 4) stosunku liczby fotonów, które docierają do fotokatody, do liczby wszystkich wytworzonych fotonów,
- 5) współczynnika dopasowania czułości widmowej fotokatody do rozkładu widmowego scyntylacji.

Wymienione powyżej cechy mają decydujący wpływ na zdolność rozdzielczą sondy scyntylacyjnej. Czasowa zdolność rozdzielacza sondy zależy od czasu wyświecania scyntylatora oraz od rodzaju fotopowielacza. Dla różnych scyntylatorów czas wyświecania jest w granicach od 10^{-6} do 10^{-9} s. Zanik liczby fotonów świetlnych w czasie jest funkcją wykładniczą; czas, po którym natężenie światła pochodzącego od przejścia jednej cząstki przez scyntylator spada e-krotnie, nazywany **c z a s e m w y ś w i e c a n i a**.

Istnieją różne typy scyntylatorów, różniące się mechanizmem powstawania scyntylacji. Ogólnie można je podzielić na scyntylatory organiczne i nieorganiczne, a wśród nich na scyntylatory: krystaliczne, ciekłe i gazowe. Kryształy organiczne mają przeważnie bardzo krótkie czasy wyświecania, rzędu 10^{-8} s. W ich liczbie należy wymienić antracen, naftalen, stilben i inne. Organiczne scyntylatory ciekłe mają

najkrótsze czasy świecenia; wynoszą one kilka nanosekund. Czasy świecenia kryształów związków nieorganicznych (np. NaJ(Tl), CsJ(Tl), ZnS(Ag)) są stosunkowo długie i wynoszą około 10^{-6} s.

Do detekcji cząstek alfa używa się zwykle scyntylatora nieorganicznego ZnS(Ag), który charakteryzuje się bardzo dużą wydajnością przetwarzania energii cząstek na energię świetlną. Ma on jednak małą przezroczystość dla własnego promieniowania świetlnego, co powoduje, że jego energetyczna zdolność rozdzielcza jest bardzo zła. Preparując scyntylator z ZnS(Ag) w postaci płytki o grubości współmiernej z zasięgiem cząstek alfa można uniknąć strat związanych z pochłanianiem światła i poprawić tym samym zdolność rozdzielczą.

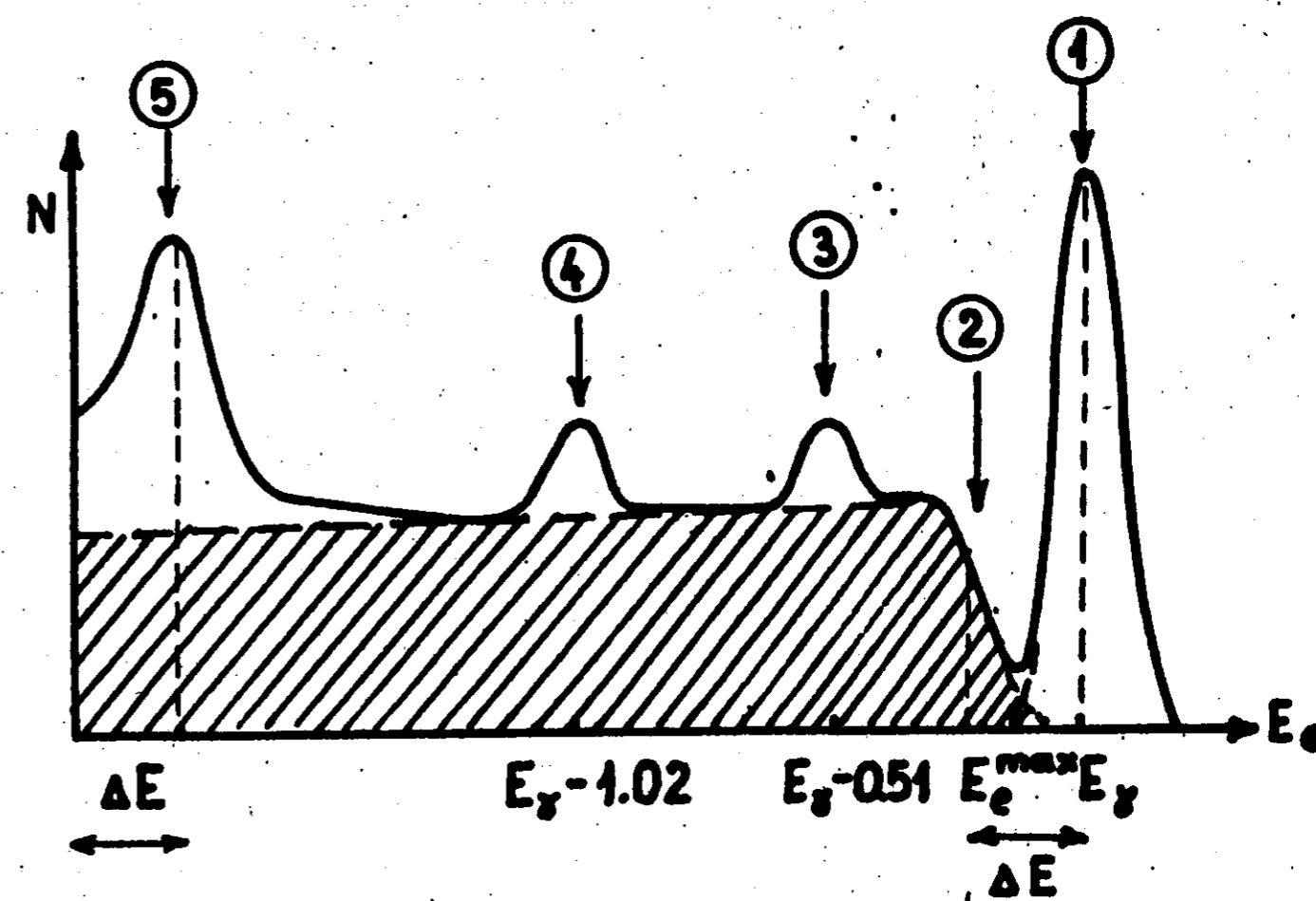
Do detekcji elektronów najczęściej stosuje się scyntylatory organiczne, np. antracen, stilben i naftalen. Organiczne scyntylatory ciekłe są szczególnie przydatne do rejestracji niskoenergetycznych cząstek beta. Źródło promieniowania beta można w tym przypadku mieszać z cieczą scyntylacyjną, eliminując zarówno absorpcję w okienku detektora, jak i wewnętrzną absorpcję źródła. Scyntylator NaJ(Tl), mimo iż ma wyższą wydajność przetwarzania niż scyntylatory organiczne, rzadko stosuje się do detekcji elektronów ze względu na dłuższy czas świecenia oraz wymaganą hermetyczność obudowy. Ponadto duże liczby atomowe składników NaJ(Tl), które są zaletą tego kryształu jako detektora promieniowania gamma, są wadą w przypadku detekcji elektronów, z powodu dużego prawdopodobieństwa rozproszenia wstecznego elektronów.

Neutrony rejestruje się poprzez cząstki jonizujące, emitowane w reakcjach jądrowych, wywołanych neutronami, lub przez jądra odrzutu, powstałe w wyniku rozproszenia sprężystego. Detekcja neutronów poprzez cząstki polega na dodaniu do właściwej substancji scyntylacyjnej (np. ZnS(Ag)) pierwiastka, który ma duży przekrój czynny na reakcję typu (n, α) . Są to jądra boru lub litu. Można również stosować scyntylatory z LiJ(Tl). Tę metodę stosuje się do detekcji neutronów powolnych. Detekcja neutronów poprzez protony odrzutu polega na zastosowaniu substancji scyntylacyjnej z dużą zawartością wodoru. Te wymagania spełniają scyntylatory organiczne. Metoda protonów odrzutu jest stosowana w detekcji neutronów prędkich.

Detekcja neutronów poprzez promieniowanie gamma polega na rejestracji promieniowania gamma, powstającego po wychwycie neutronu przez jądro atomowe (reakcje (n, γ)).

Scyntylatory do detekcji promieniowania gamma

Do wydajnej rejestracji promieniowania gamma stosuje się zwykle nieorganiczne monokryształy, w szczególności jodek sodu i jodek ceszu, aktywowane talem. NaJ(Tl), posiadający dużą wydajność świetlną, stosunkowo dużą gęstość i zawierający atomy jodu z dużą liczbą atomową ($Z = 53$), szczególnie nadaje się do spektrometrii promieniowania gamma i promieni X. Promieniowanie gamma przekazuje w scyntylatorze elektronom wtórnym różną część swojej energii w wyniku oddziaływania z materią scyntylatora w następujących procesach: zjawisku fotoelektrycznym, w rozproszeniu komptonowskim i zjawisku tworzenia par. Elektrony wtórne, powstałe w wyniku tych procesów, wywołują w scyntylatorze luminescencję, w wyniku której otrzymane na wyjściu sondy impulsy są proporcjonalne do energii tych elektronów. Dla monoenergetycznego promieniowania gamma, o energii $E_\gamma > 1,02$ MeV, widmo elektronów wtórnych ma postać pokazaną na rysunku 29.



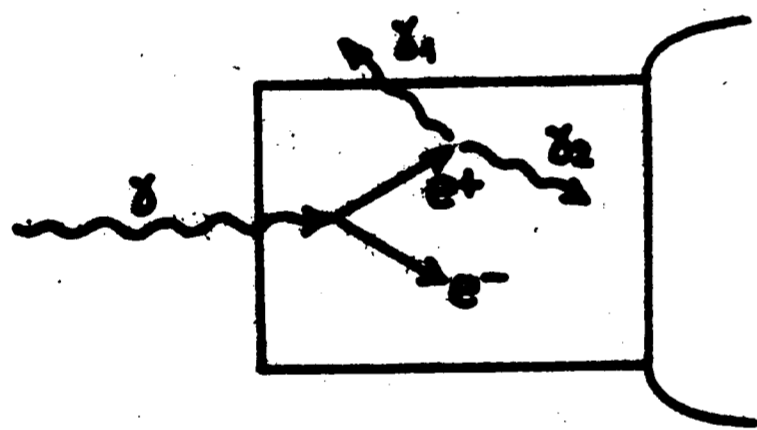
Rys. 29. Widmo energetyczne wtórnych elektronów, powstałych w wyniku oddziaływania monoenergetycznych kwantów gamma, o energii $E_\gamma > 1,02$ MeV, z materiałem scyntylatora NaJ(Tl)

Impulsy o najwyższej amplitudzie odpowiadają pełnemu pochłanianiu energii kwantów γ w scyntylatorze, dając tzw. maksimum pełnego pochłaniania, (maksimum 1 na rys. 29). Pochodzenie tego maksimum jest związane z przekazaniem całkowitej ener-

gii kwantów γ elektronom scyntylatora, a to dzieje się głównie w zjawisku fotoelektrycznym oraz w przypadku, gdy kwant γ ulega wielokrotnemu rozproszeniu w scyntylatorze. Im większy jest scyntylator, tym większe jest prawdopodobieństwo przekazania całkowitej energii elektronom. Często tę część widma energetycznego nazywa się **f o t o - l i n i ą**.

Przechodząc w stronę niższych energii obserwuje się obszar widma ciągłego elektronów komptonowskich od energii maksymalnej do energii zerowych (obszar zakreskowany na rys. 29). Maksymalna energia widma ciągłego jest określona krawędzią komptonowską (2); odpowiada ona maksymalnej energii, jaką uzyskują elektrony w rozproszeniu kwantów γ w efekcie Comptona. Są to elektrony wylatujące pod kątami bliskimi 0° względem kierunku padającego kwantu γ .

Na tle ciągłego widma elektronów komptonowskich widoczne są trzy maksima, z których za dwa pierwsze (maksima 3 i 4) jest odpowiedzialny efekt tworzenia par, a za trzecie (maksimum 5) - rozpraszanie wsteczne. Mechanizm rejestracji kwantów γ poprzez efekt tworzenia par elektronowych obrazuje rysunek 30. Powstały elektron i pozyton od-



Rys. 30. Oddziaływanie kwantów γ w scyntylatorze poprzez efekt tworzenia par

dają całą swoją energię kinetyczną scyntylatorowi. Pozyton po utracie energii anihiluje w spoczynku z elektronem z najbliższego otoczenia, dając dwa kwanty anihilacyjne, każdy o energii 0,511 MeV, wylatujące kolinearnie. Kwanty te mogą:

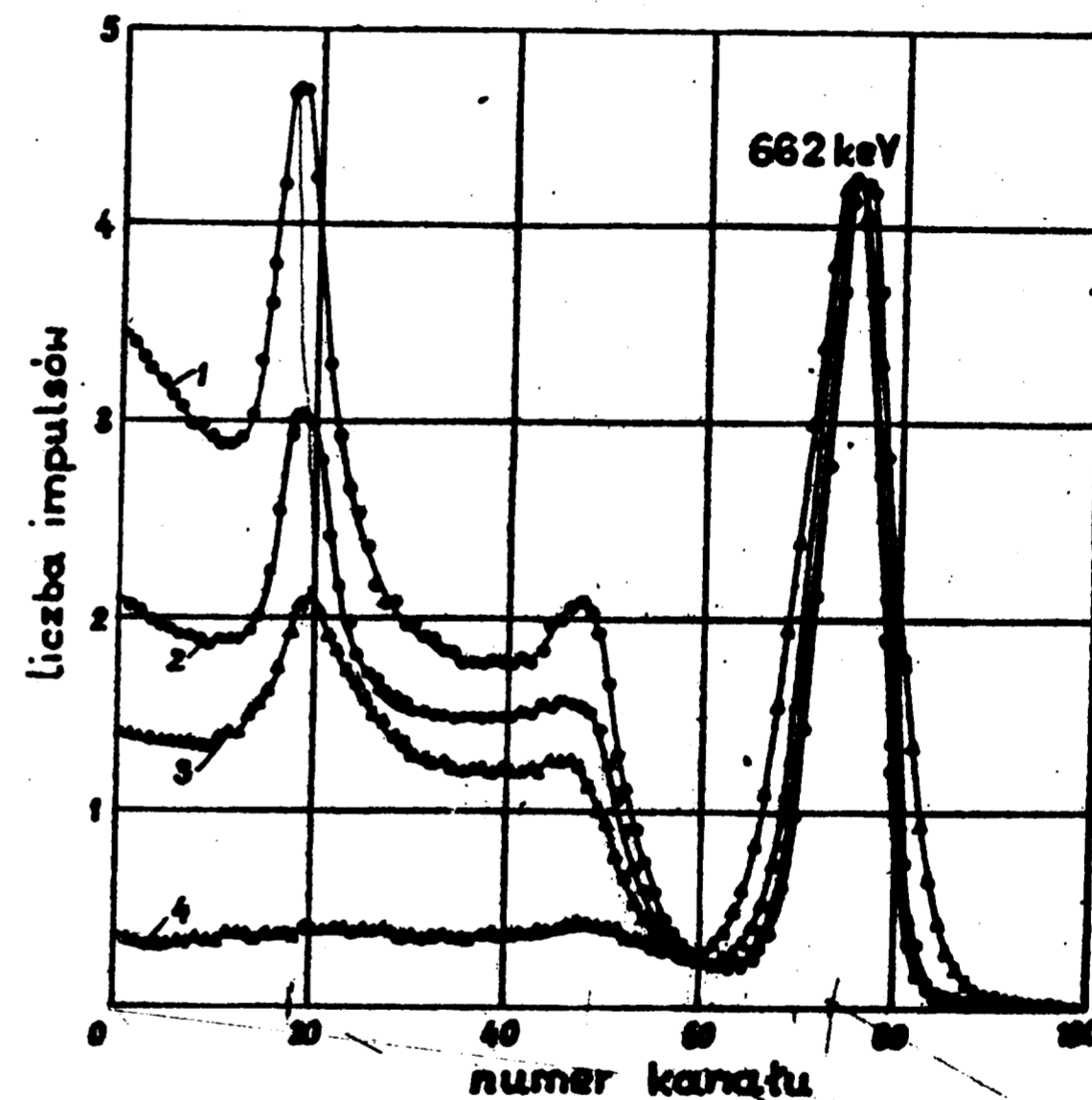
- obydwa zostać pochłonięte całkowicie (głównie w efekcie fotoelektrycznym), dając przyczynek do maksimum pełnego pochłaniania;
- jeden z nich może opuścić kryształ bez oddziaływania, a drugi ulec pochłonięciu, wtedy otrzymujemy maksimum pojedynczej ucieczki (maksimum 3), przesunięte o 0,511 MeV od maksimum pełnego pochłaniania (1) w kierunku niższych energii;
- obydwa kwanty anihilacyjne opuszczają kryształ bez oddziaływania, wówczas otrzymujemy maksimum podwójnej ucieczki (maksimum 4), przesunięte w kierunku niższych energii o 1,02 MeV względem maksimum pełnego pochłaniania.

1280
- 541

Maksimum 5 jest związane z rozpraszaniem wstecznym kwantów γ w efekcie Comptona zachodzącym w samym źródle, jego podkładce i obudowie. Rozproszone w źródle pod kątem 180° kwanty γ docierają do detektora. Energia tych kwantów jest równa różnicy energii kwantów emitowanych ze źródła (E_γ) i energii maksymalnej elektronów komptonowskich ($E_{maks.}^e$). Zatem otrzymujemy

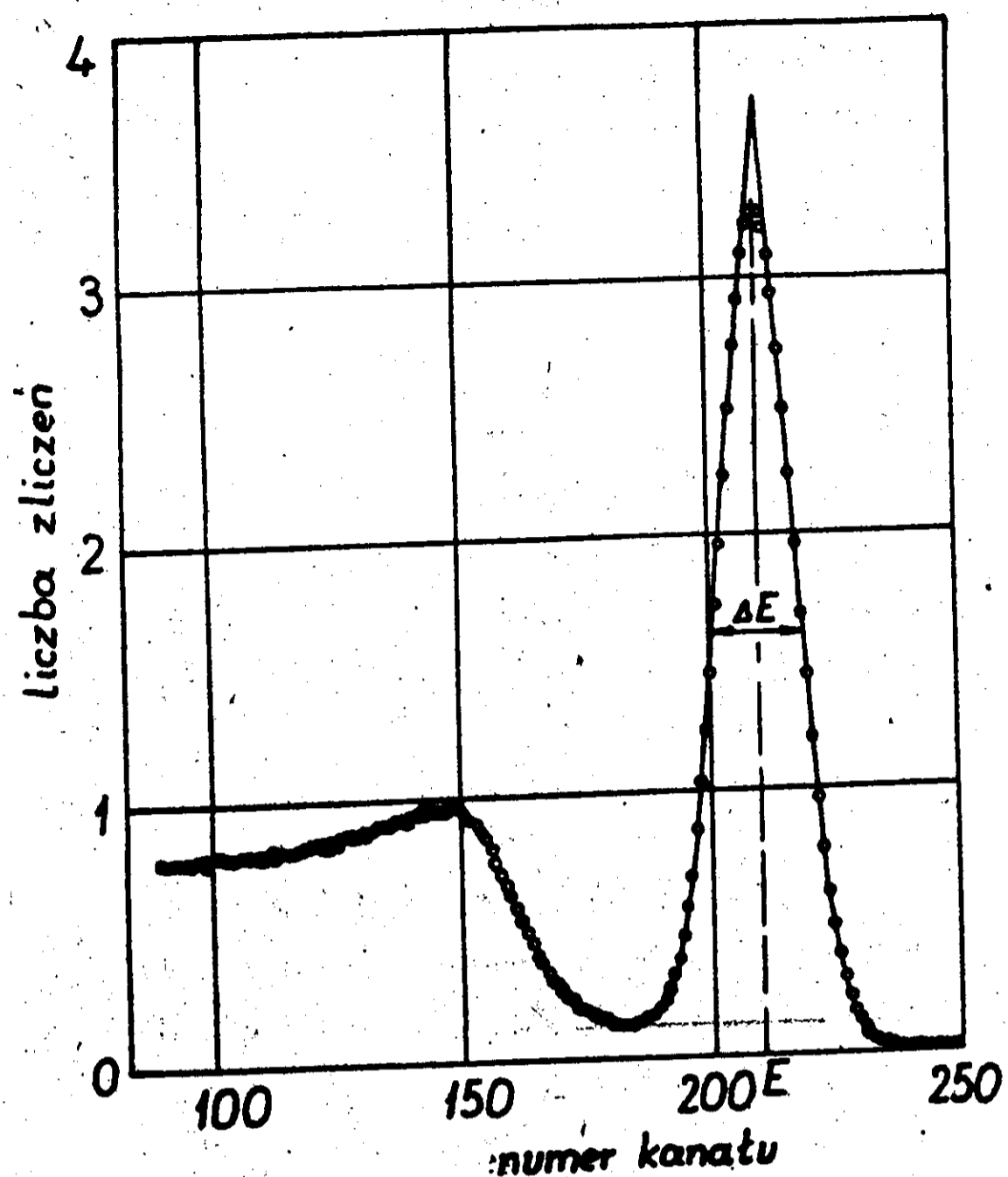
$$E_{\gamma}^{wstecznie\ rozproszone} = E_{\gamma} - E_{maks.}^e = \Delta E$$

Kształt otrzymanego widma energetycznego zależy nie tylko od energii kwantu pierwotnego, ale także od rozmiarów kryształu, jego rodzaju oraz sposobu naświetlania. Dla przykładu na rysunku 31 pokazano widmo kwantów gamma, o energii mniejszej od 1,02 MeV, którego kształt zależy od wielkości scyntylatora i grubości źródła.



Rys. 31. Rozkłady amplitud monoenergetycznych kwantów gamma o energii 662 keV ze źródła ^{137}Cs . Widma mierzone są licznikiem scyntylacyjnym z kryształem NaJ(Tl) o różnych wymiarach:
1 - \varnothing 30 x 10 mm, 2 - \varnothing 30 x 20 mm, 3 - \varnothing 40 x 40 mm,
4 - \varnothing 120 x 100 mm

Jakość spektrometru scyntylacyjnego określa się na podstawie szerokości połówkowej maksimum pełnego pochłaniania w standardowym widmie promieniowania gamma ^{137}Cs , tak jak to pokazano na rysunku 32.



Rys. 32. Maksimum pełnego pochłaniania w widmie ^{137}Cs

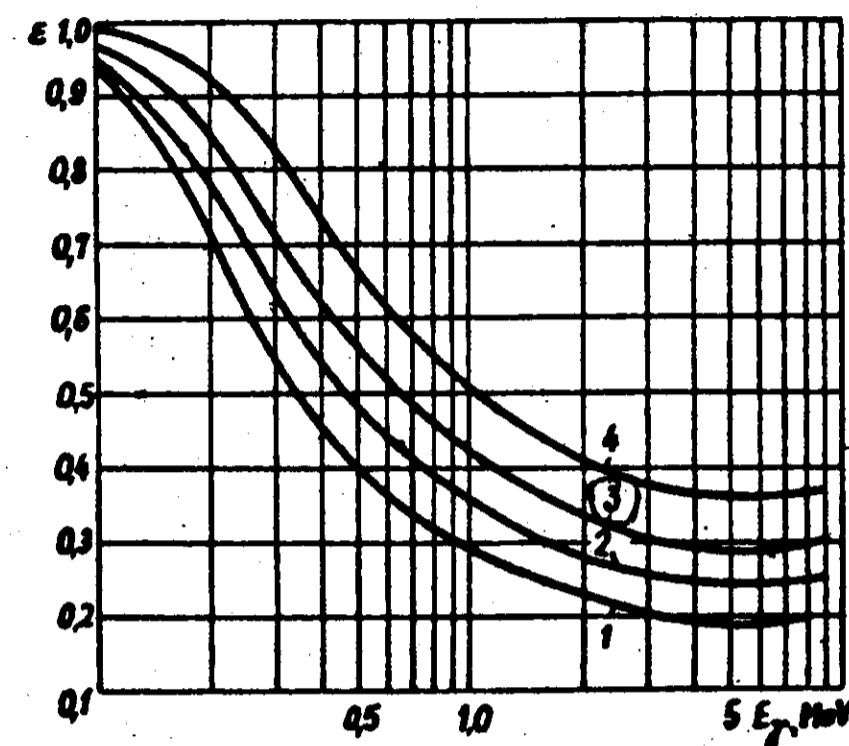
Wprowadza się pojęcie energetycznej zdolności rozdzielczej fotolinii, zdefiniowanej jako: procentowy stosunek szerokości energetycznej ΔE w połowie wysokości tego maksimum do całkowitej energii E

$$R = (\Delta E/E) 100\%$$

Zdolność rozdzielacza dla określonej energii promieniowania, zależy od: rodzaju scyntylatora, jego wielkości i przezroczystości, od wydajności świetlnej, czasu wyświecania, dopasowania widma spektralnego scyntylatora do czułości fotokatody, kontaktu optycznego scyntylatora i fotokatody, zdolności ogniskowania fotopowielacza i od układów elektronicznych współpracujących z sondą. Najlepsze zdolności rozdzielcze stosowanych obecnie spektrometrów scyntylacyjnych są rzędu 7% dla kwantów gamma o energii 662 keV ze źródła ^{137}Cs . Energetyczna zdolność rozdzielcza poprawia się ze wzrostem energii promieniowania gamma.

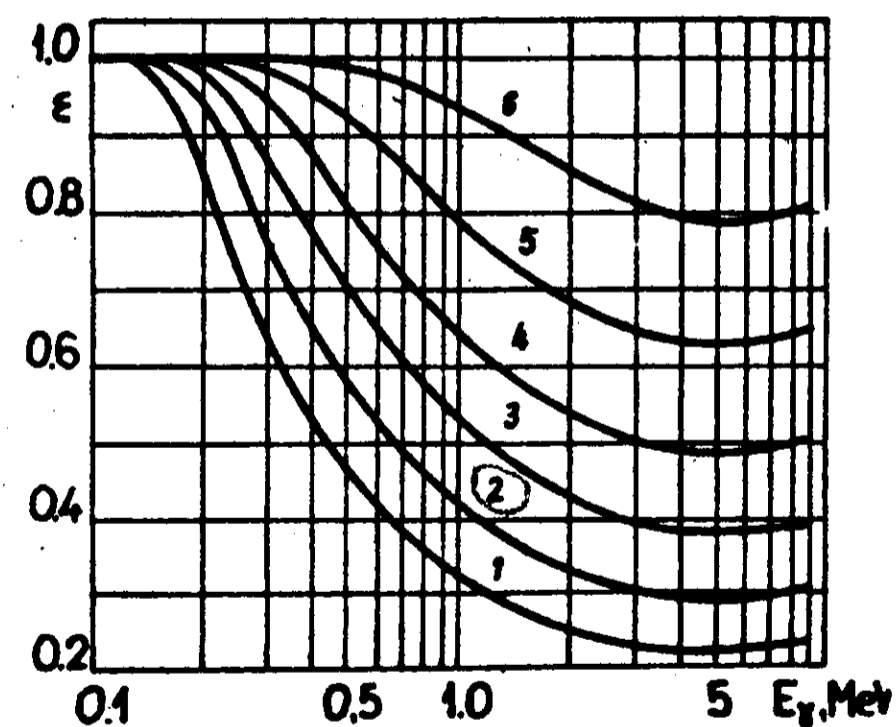
Wydajność liczników scyntylacyjnych na promieniowanie

gamma jest około 100 razy większa od wydajności liczników G-M i zależy od wielkości i rodzaju kryształu oraz energii promieniowania padającego. Liczba fotonów zarejestrowanych przez detektor w jednostce czasu jest, tak jak dla innych detektorów, odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości od punkowego źródła promieniowania. Na rysunku 33 przedstawiono całkowite wydajności rejestracji kwantów gamma przy użyciu kryształów NaJ(Tl) o różnych wymiarach. Krzywe odpowiadają przypadkowi źródła punkowego umieszczonego na osi kryształu.



Rys. 33. Całkowite wydajności na rejestrację kwantów gamma w zależności od energii E_γ dla kryształów NaJ(Tl) o różnych rozmiarach: 1 - ϕ 30 x 20 mm, 2 - ϕ 40 x 40 mm, 3 - ϕ 60 x 40 mm, 4 - ϕ 80 x 80 mm, 5 - ϕ 120 x 120 mm, 6 - ϕ 200 x 200 mm

Na rysunku 34 przedstawiono całkowite wydajności rejestracji w zależności od odległości źródła punkowego od kryształu NaJ(Tl) o wymiarze ϕ 40 x 40 mm. Z rysunku widać, że przy zmianie odległości

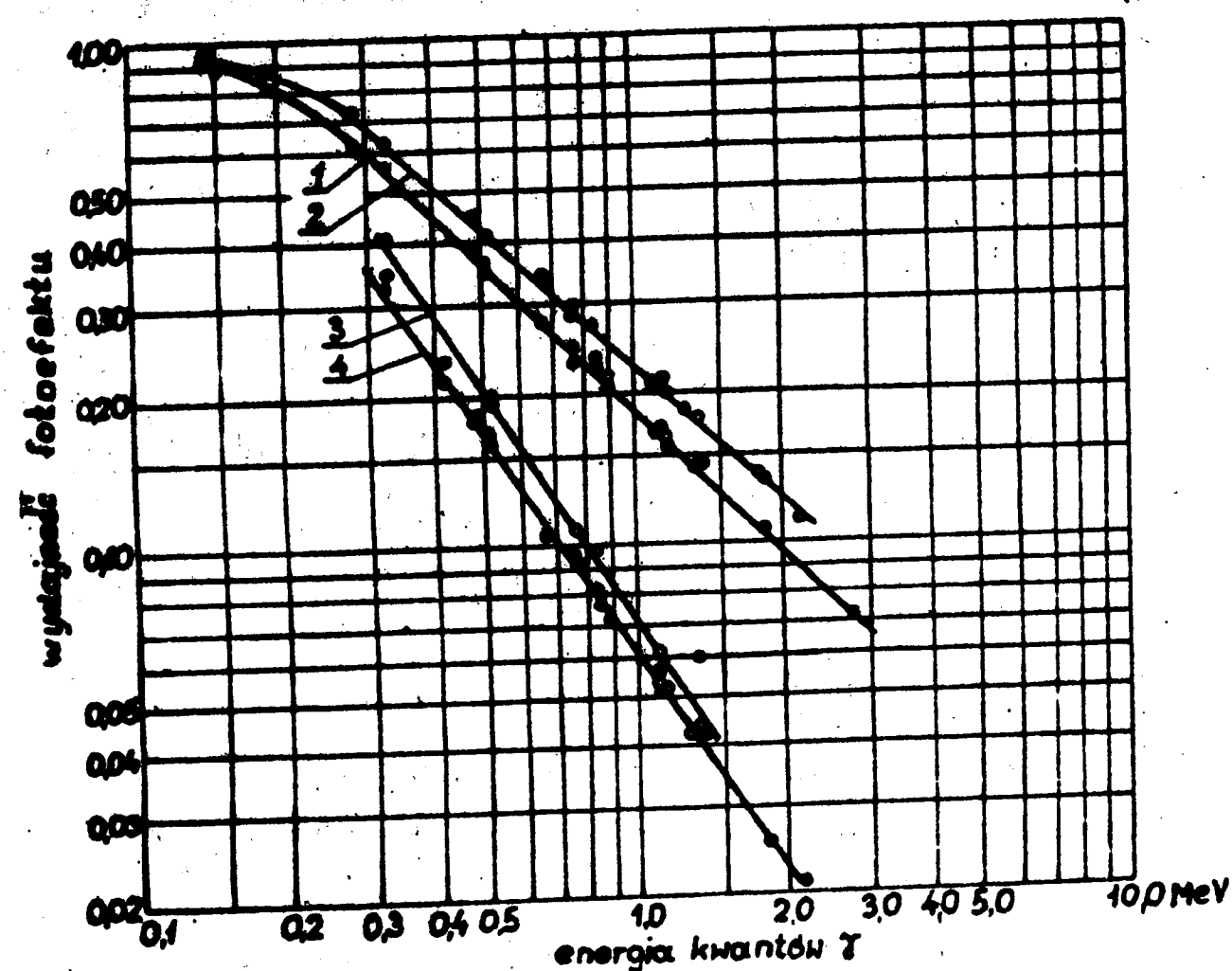


Rys. 34. Zależność całkowitej wydajności rejestracji kwantów γ od energii E_γ dla różnych odległości d źródła od kryształu NaJ(Tl) o wymiarach ϕ 40 x 40 mm: 1 - $d = 1,6$ cm, 2 - $d = 4,7$ cm, 3 - $d = 9,5$ cm, 4 - $d = 32$ cm

źródło-kryształ od 1,6 do 32 cm wydajność rejestracji zwiększa się w przybliżeniu dwa razy. Przy zmniejszaniu odległości od 1,6 cm do zera, również zwiększa się wydajność. Zmiany te są spowodowane zmieniającą się geometrią kryształu względem źródła.

Podane na rysunkach 33 i 34 zależności można wykorzystać do stosunkowo łatwego i prostego oszacowania wartości całkowitej wydajności dla kryształów, dla których stosunek promienia do wysokości jest taki sam jak dla kryształów o znanej wydajności.

Najbardziej wyraźną i charakterystyczną linią w widmie impulsów jest fotolinia. Dokładność, z jaką można wyznaczyć jej natężenie w badanym widmie, jest znacznie większa niż dokładność, z jaką można wyznaczyć całe widmo. Wobec powyższego, wprowadza się pojęcie udziału fotoefektu i wydajności fotoefektu. Udział fotoefektu jest to stosunek liczby impulsów w fotolinii do całkowitej liczby impulsów w całym widmie. Wydajność fotoefektu jest to iloczyn całkowitej wydajności i udziału fotoefektu. Na rysunku 35 przedstawiono zależność wydajności fotoefektu od energii kwantów gamma dla kilku różnych wymiarów kryształów NaJ(Tl) oraz kilku odległości między źródłem a kryształem.

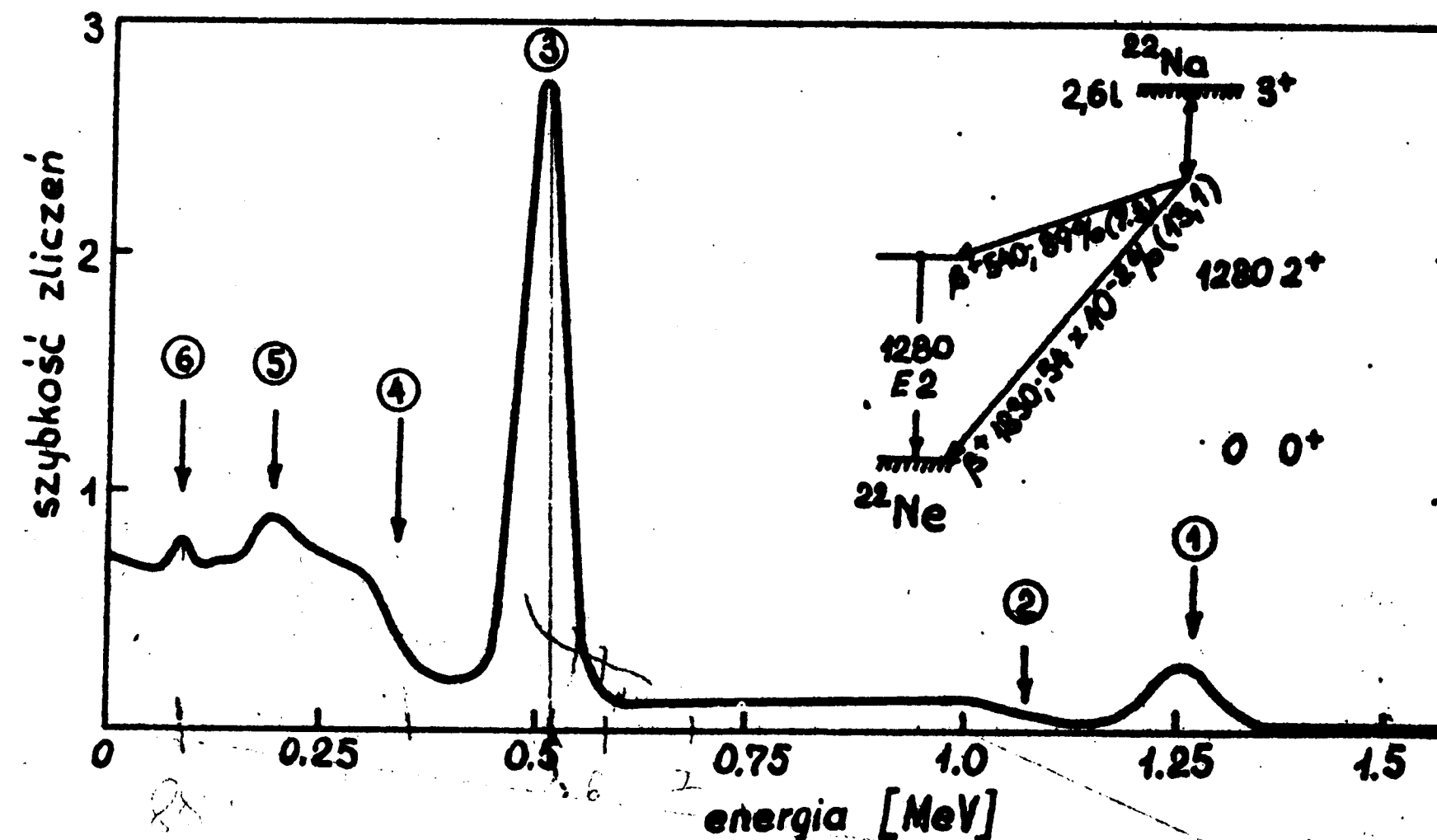


Rys. 35. Wydajność fotoefektu w funkcji energii padających kwantów gamma

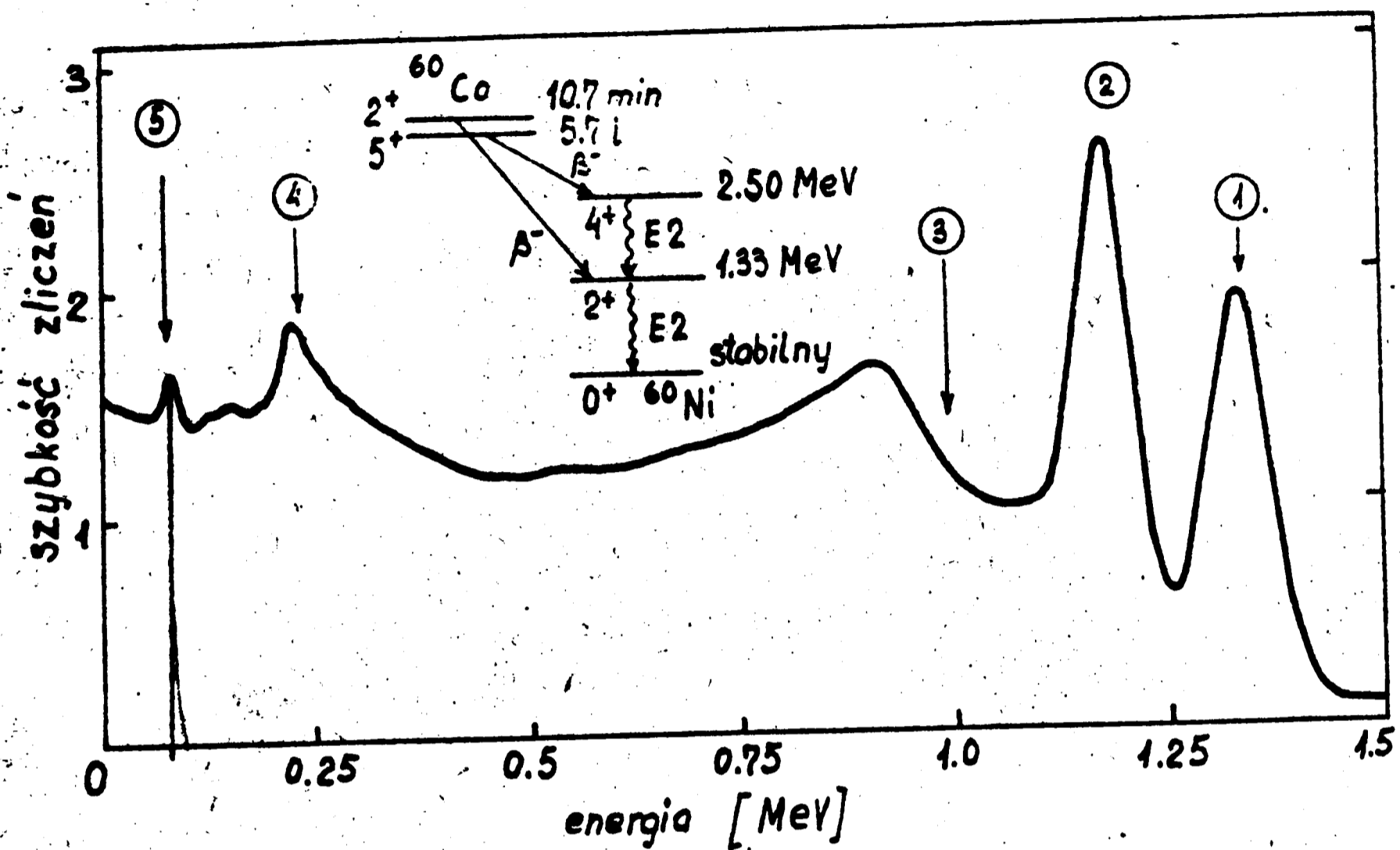
Poszczególne krzywe są dla następujących warunków: 1 - kryształ o wymiarach $\phi 76,2 \times 76,2 \text{ mm}^2$ w odległości 3 cm od źródła; 2 - kryształ jak wyżej, w odległości 9,3 cm; 3 - kryształ o $\phi 37,1 \times 25,4 \text{ mm}^2$ w odległości 7 cm; 4 - kryształ jak wyżej, w odległości 1 cm i 2,5 cm.

Znajomość wydajności fotoefektu jest niezbędna przy pomiarach natężeń linii promieniowania gamma.

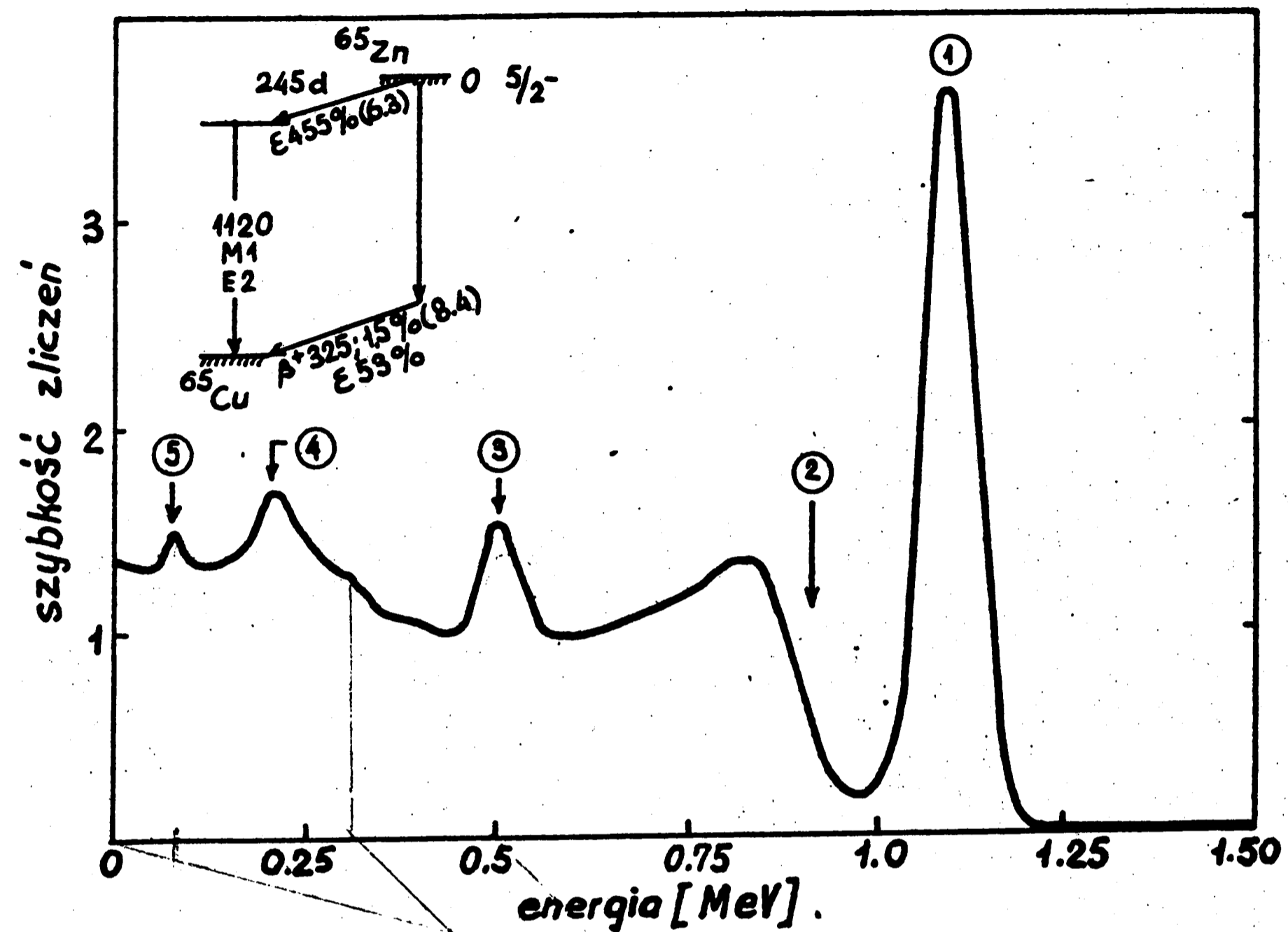
Na rysunkach 36 - 39 podano przykłady widm impulsów uzyskanych za pomocą licznika scyntylicyjnego z kryształem NaJ(Tl) dla kilku jąder promieniotwórczych. Równocześnie na każdym z rysunków podano schemat rozpadu odpowiedniego izotopu promieniotwórczego oraz oznaczono liczbami odpowiednie maksima związane z oddziaływaniem kwantów γ z atomami scyntyлятора. Należy zauważyć, że w przypadku rejestracji kwantów γ licznikiem z kryształem NaJ(Tl) we wszystkich widmach pojawia się maksimum odpowiadające promieniowaniu charakterystycznemu X jodu. Promieniowanie to powstaje w następstwie oddziaływania kwantów γ poprzez efekt fotoelektryczny z atomami scyntyлятора, głównie jodu. W efekcie tym wybijane są elektrony z wewnętrznych powłok. Wolne miejsca zajmują elektrony z wyższych powłok, a przejściom tym towarzyszy wysyłanie promieniowania charakterystycznego X.



Rys. 36. Widmo impulsów dla ^{22}Na . Kryształ NaJ(Tl) posiadał wymiary $\phi 40 \times 40 \text{ mm}$. Kolejne maksima odpowiadają: 1 - maksimum pełnego pochłaniania dla energii $E_\gamma = 1280 \text{ keV}$, 2 - krawędź komptonowska odpowiadająca $E_\gamma = 1280 \text{ keV}$, 3 - maksimum pełnego pochłaniania kwantów anihilacyjnych pozytonów z rozpadu β^+ , 4 - krawędź komptonowska dla $E_\gamma = 511 \text{ keV}$, 5 - maksimum rozproszenia wstecznego, 6 - maksimum odpowiadające promieniowaniu charakterystycznemu X jodu

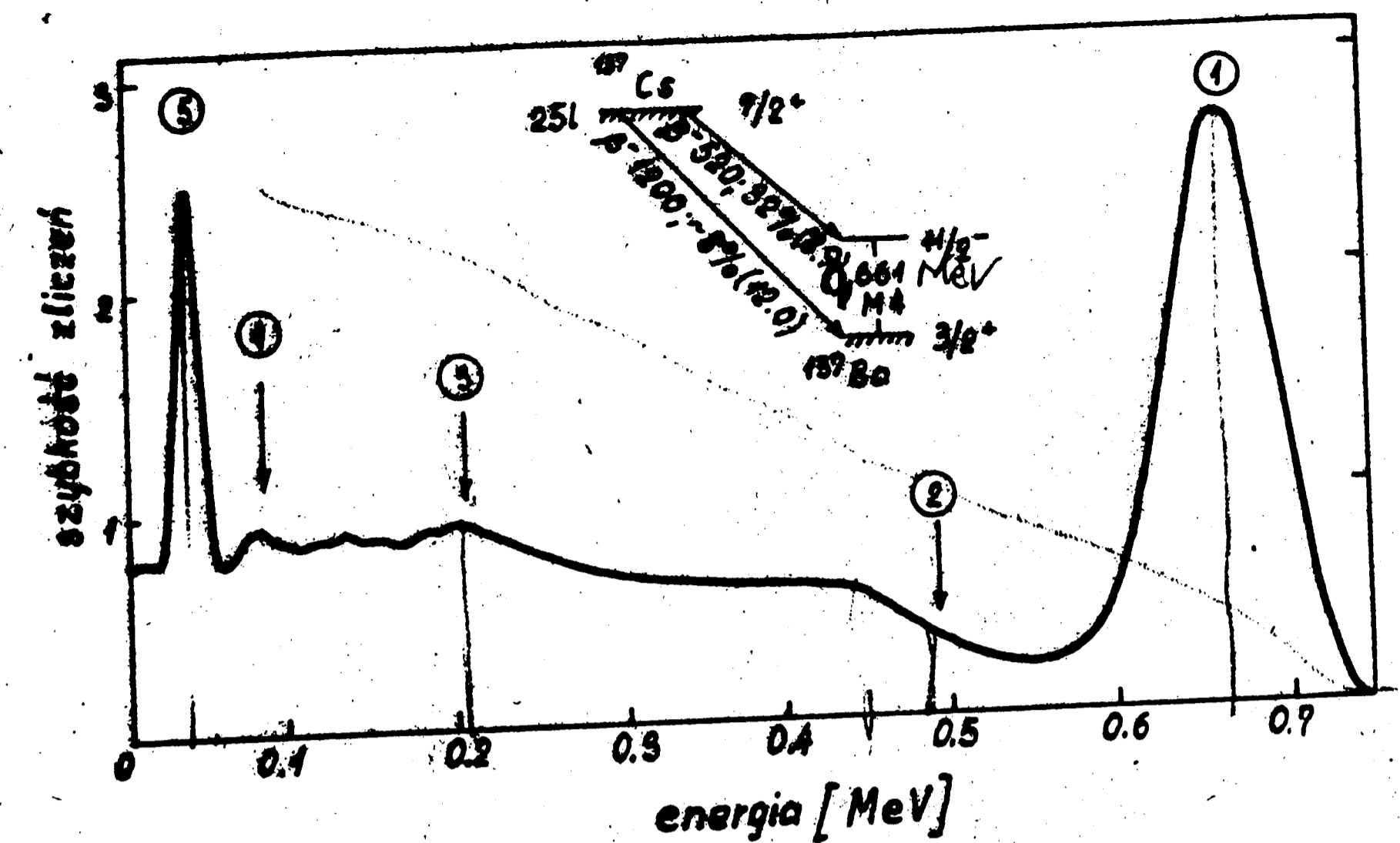


Rys. 37. Widmo impulsów dla ^{60}Co . Kryształ NaJ(Tl) posiadał wymiary ϕ 40 x 40 mm. Kolejne maksima odpowiadają: 1 i 2 - maksima pełnego pochłaniania kwantów γ o energiach 1330 keV i 1170 keV, 3 - krawędź komptonowska dla średniej energii $\bar{E}_\gamma = 1250$ keV, 4 - maksimum wstecznego rozproszenia dla średniej energii, 5 - maksimum odpowiadające promieniowaniu charakterystycznemu X jodu



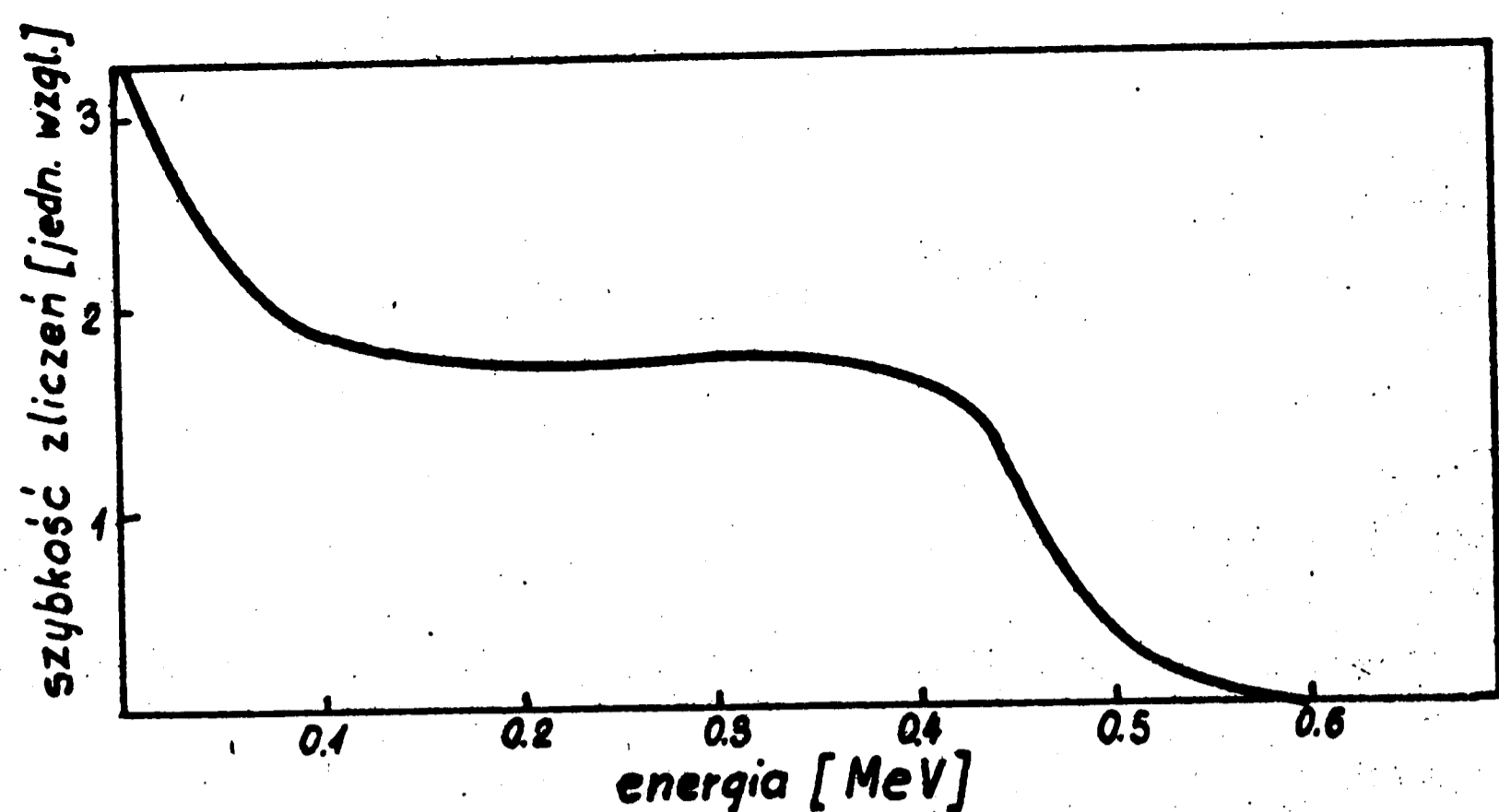
Rys. 38. Widmo impulsów dla ^{65}Zn . Kryształ NaJ(Tl) posiadał wymiary ϕ 40 x 40 mm. Kolejne maksima odpowiadają: 1 - maksimum pełnego pochłaniania dla energii $E_\gamma = 1120$ keV, 2 - krawędź komptonowska odpowiadająca $E_\gamma = 1120$ keV, 3 - maksimum pełnego pochłaniania kwantów anihilacyjnych pozytonów z rozpadu β^+ , 4 - maksimum rozproszenia wstecznego, 5 - maksimum odpowiadające promieniowaniu charakterystycznemu X jodu

Pb



Rys. 39. Widmo impulsów dla ^{137}Cs . Kryształ NaJ(Tl) posiadał wymiary $\phi 70 \times 70$ mm. Kolejne maksima odpowiadają: 1 - maksimum pełnego pochłaniania, dla energii $E_\gamma = 661$ keV, 2 - krawędź komptonowska odpowiadająca $E_\gamma = 661$ keV, 3 - maksimum rozproszenia wstecznego, 4 - maksima odpowiadające promieniowaniu charakterystycznemu X ^{137}Ba , powstającemu w źródle w przypadku, gdy wzbudzone jądro traci swą energię poprzez elektrony konwersji wewnętrznej, 5 - maksimum odpowiadające promieniowaniu charakterystycznemu X jodu

Skład atomowy kryształu scyntylacyjnego ma zasadniczy wpływ na kształt widma impulsów danego izotopu emitującego kwanty γ , ponieważ widmo impulsów jest odzwierciedleniem efektów oddziaływania kwantów z materia, a te z kolei są zależne od liczby atomowej. Dla przykładu na rysunku 40 podano widmo impulsów dla ^{137}Cs zmierzone licznikiem ze scyntylatorem organicznym (plastik). Kryształ ten jest zbudowany z pierwiastków o małej liczbie atomowej. Z. Wobec tego że udział oddziaływania fotoelektrycznego w całkowitym oddziaływaniu jest mały, w widmie tym nie jest widoczne maksimum pełnego pochłaniania, które w przypadku kryształu NaJ(Tl) jest bardzo silnie zaznaczone (patrz rys. 39). Widmo elektronów komptonowskich z wyraźnie zaznaczoną krawędzią komptonowską jest w tym przypadku znacznie silniej zaznaczone niż w przypadku kryształu NaJ(Tl) .



Rys. 40. Widmo impulsów dla ^{137}Cs zmierzone za pomocą licznika scyntylacyjnego z kryształem organicznym o wymiarach: $\phi 100 \times 100$ mm

Zastosowanie liczników scyntylacyjnych w Pracowni

Liczniki scyntylacyjne zostały zastosowane w ćwiczeniach zarówno w celu zbadania ich własności, jak i do badania pewnych zjawisk fizycznych oraz wyznaczania własności jąder promieniotwórczych. Kolejne tematy tych ćwiczeń, schematy aparatury, plan pracy, zagadnienia wymagane do kolokwium oraz spis literatury specjalistycznej będą stanowić ciąg dalszy tego rozdziału.

Materiały źródłowe

1. Fünfer E., Neuert H.: Liczniki promieniowania. PWN 1960.
2. Massalski J.M.: Detekcja promieniowania jądrowego. PWN 1959.
3. Price W.J.: Detekcja promieniowania jądrowego. PWN 1960.
4. Vartanov N.A., Samoylov P.S.: Prakticheskiye metody scintilacyonnoy gamma-spektrometrii. Atomizdat. Moskwa 1964.
5. Szarf W., Lisieski W.: Spektrometry wielokanałowe. PTJ 52, 1969.