

2.2. Generacja sygnału w liczniku scyntylacyjnym.

Proces generacji sygnału elektrycznego w liczniku scyntylacyjnym dokonuje się w jego drugim w porządku topologicznym podzespole funkcjonalnym, jaki stanowi **fotopowielacz**. Poprzedza go stopień konwersji **sygnału pierwotnego** (promieniowania jonizującego) w **sygnał pośredni** (promieniowanie świetlne), którą to funkcję pełni **scyntylator**. Odpowiedzią scyntylatora na akt detekcji jest impuls fotonowy o przebiegu czasowym $\Phi(t)$ zależnym od mechanizmu wzbudzenia scyntylacji oraz procesu reemisji promieniowania. Według ogólnie uznawanego opisu, zaproponowanego przez Raviarta i Koechlina¹² i potwierdzonego później przez Lyncha¹³, kształt impulsu świetlnego, emitowanego przez scyntylator, można przedstawić zależnością

$$\Phi(t) = \Phi_0 \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] \quad (76)$$

gdzie τ_1 jest stałą czasową procesu transferu energii do poziomu optycznego, zaś τ stanowi stałą czasową zaniku emisji. W pewnych przypadkach wzajemne proporcje tych stałych czasowych pozwalają zaniedbać człon odpowiedzialny za czoło impulsu świetlnego i wówczas otrzymujemy bardzo rozpowszechnioną w praktyce spektrometrycznej zależność

$$\Phi(t) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (77)$$

Problematyka formowania impulsu świetlnego w scyntylatorach była przedmiotem szczególnie intensywnych studiów w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych. Doprowadziły one między innymi do sformułowania opisu przebiegu impulsu świetlnego jako splotu funkcji (76) oraz funkcji gęstości prawdopodobieństwa $f(t)$ ¹⁴

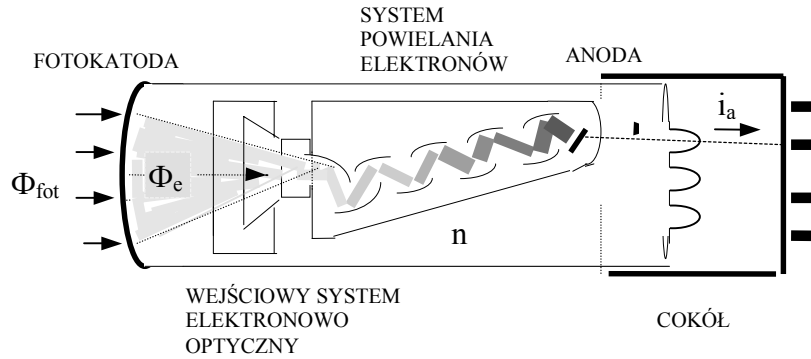
$$\Phi(t) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) * f(t) \quad (78)$$

Powyższa postać dobrze „pracuje” zwłaszcza w przypadku scyntylatorów plastikowych¹⁵. Proces konwersji promieniowania w tego rodzaju scyntylatorach jest bardzo złożony i nie będzie tutaj dyskutowany. Ograniczymy się również jedynie do zwięzłego przypomnienia podstawowych procesów zachodzących w przypadku najprostszym. Są nimi: *wzbudzenie*, *degradacja nadmiaru energii wzbudzenia z wyższych poziomów do najniższego*, oraz *emisja światła z najniższego poziomu energetycznego*.

Proces emisji promieniowania świetlnego, czyli *luminescencja* może zachodzić bądź to w efekcie *fluorescencji* lub *fosforescencji*. W pierwszym przypadku przejście zew stanu wzbudzonego do podstawowego jest dozwolone, wobec czego prawdopodobieństwo takiego przejścia jest bardzo duże. W przypadku drugim najniższy stan wzbudzony jest stanem metastabilnym i bezpośrednie przejście do stanu podstawowego może zachodzić z bardzo małym prawdopodobieństwem. Zważywszy, że prawdopodobieństwo przejścia jest odwrotnie proporcjonalne do czasu zachodzącego efektu, należy oczekiwać bardzo krótkich czasów wyświeatlenia scyntylatora w procesie fluorescencji oraz stosunkowo długich w procesie fosforencencji. W istocie, mieszczą się one odpowiednio w przedziałach od 10^{-5} do 10^{-9} s. oraz od mikro-sekund do wielu nawet godzin^{16,17}.

Z mechanizmem emisji promieniowania wiąże się również „kształt” emitowanego impulsu fotonowego. Tak więc emisja typu *fluorescencyjnego* daje impuls o przebiegu wykładniczym, natomiast impuls generowany w procesie *fosforescencji* można opisać funkcją hiperboliczną.

Konwersja nieelektrycznego - w potocznym rozumieniu - sygnału fotonowego w proporcjonalny sygnał elektryczny dokonuje się w drugim członie funkcjonalnym licznika scyntylacyjnego, to jest w **fotopowielaczu**. W tym przyrządzie fotoelektrycznym, którego uproszczony schemat pokazuje rysunek 10, następuje podstawowa konwersja fotoelektryczna sygnału ($\Phi_{\text{fot}} \rightarrow \Phi_{\text{el}}$), oraz wzmocnienie wygenerowanego impulsu prądowego w układzie powielania elektronów.



Rys.10. Uproszczony schemat fotopowielacza.

W idealnym przypadku pełnego *izochronizmu* fotoelektronów i elektronów wtórnych układu powielającego odpowiedzią fotopowielacza na wymuszenie impulsem świetlnym scyntylatora byłby impuls prądowy o przebiegu czasowym pokrywającym się wiernie z przebiegiem impulsu fotonowego. Jeśli więc przyjąć kształt impulsu fotonowego według formuły (77), wówczas wyjściowy impuls prądowy fotopowielacza $i_a(t)$ odbierany z jego obwodu anodowego przyjmie formę

$$i_a(t) = i_{a \max} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (79)$$

Całka określona powyższej funkcji, obliczona w przedziale $\langle 0 \div \infty \rangle$, determinuje globalny ładunek Q zawarty w impulsie $i_a(t)$. Korzystając z tej oczywistej zależności można wyrazić wartość $i_{a \max}$ przez parametry globalne impulsu prądowego, tj. Q oraz τ .

$$Q = \int_0^{\infty} i_{a \max} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt = \tau i_{a \max} \quad (80)$$

$$\text{skąd } i_{a \max} = \left(\frac{Q}{\tau}\right)$$

W konsekwencji

$$i_a(t) = \left(\frac{Q}{\tau}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (81)$$

Powyższa postać równania, opisującego przebieg wyjściowego impulsu prądowego fotopowielacza, stosowana jest z zadowalającym przybliżeniem w przypadkach braku izochronizmu, gdy dyspersja czasu przelotu elektronów w fotopowielaczu jest znikomo mała w porównaniu z *czasem wyświetlania* scyntylatora. Użyty tu termin: „*czas wyświetlania*” określa czas, po upływie którego natężenie impulsu fotonowego spadnie do poziomu *e-krotnie* niższego od jego amplitudy; odpowiada więc wartości stałej czasowej zaniku impulsu.

Podstawowe parametry czasowe współczesnych fotopowielaczy, jak *średni czas przelotu* t_p , *dyspersja czasu przelotu* σ_T , oraz *czas narastania odpowiedzi* t_n na wymuszenie quasidirakowskie, przyjmują odpowiednio wartości

$$t_p = (20 \div 40) \text{ ns}$$

$$\sigma_T = (1.5 \div 4.0) \text{ ns}$$

$$t_n = (0.2 \div 0.5) \text{ ns}$$

Są one uwarunkowane głównie geometrią układu optoelektronicznego oraz stochastycznym charakterem wykorzystywanych w nim zjawisk fizycznych: *fotoemisji* i *emisji wtórnej*¹⁸. Zagadnienia te zostały bliżej omówione w „Dodatku B”.

O wiele szerszy jest przedział wartości *czasu wyświetlania* τ scyntylatorów. Dla jego zilustrowania zestawiono w Tablicy III orientacyjne dane kilku wybranych typów scyntylatorów.

Tablica III

Scyntylatory	τ	Scyntylatory	τ
<u>Nieorganiczne</u>		<u>Plastikowe</u>	
NaJ(Tl)	250 ns	NATON 136	1.6 ns
CsJ(Tl)	1100 ns	NE 211	1.8 ns
LiJ(Eu)	1200 ns	NE 102 A	2.4 ns
<u>Organiczne</u>		<u>Ciekłe</u>	
ZnS Ag	200 ns	NE 211	2.6 ns
Antracen	27 ns	NE 218	3.9 ns
Stilben	4.5 ns	NE 223	7.1 ns

Rozmycie (*dyspersja*) czasu przelotu elektronów wywiera zasadniczy wpływ na przebieg czoła i czas narastania prądowego impulsu wyjściowego licznika scyntylacyjnego. W granicznym przypadku emisji przez fotokatodę tylko jednego fotoelektronu, na wyjściu fotopowielacza pojawi się rozmyta paczka elektronów wtórnych, której przebieg czasowy (*SER*) można zadowalająco opisać rozkładem normalnym Gaussa. Oznaczając symbolem N_0 całkowitą liczbę elektronów docierających do anody, przez t_p średni czas przelotu (zdefiniowany jako odległość czasowa współrzędnej punktu ciężkości impulsu wyjściowego od momentu przyłożenia jednoelektronowego wymuszenia), oraz przez σ_T dyspersję czasu przelotu elek-

tronów, prąd anodowy wywołany przez jeden fotoelektron i_{aq} przyjmie formę

$$i_{aq}(t) = \frac{N_0 q}{\sqrt{\pi} \sigma_T} \exp \left[- \left(\frac{t_p - t}{\sigma_T} \right)^2 \right] \quad (82)$$

W warunkach rzeczywistych mamy jednak do czynienia nie z pojedynczym fotoelektronem lecz z ich lawiną o intensywności, zależnej od natężenia strumienia fotonowego $\Phi_{\text{fot}}(t)$. Jeśli zatem przez N oznaczymy całkowitą liczbę fotoelektronów wytworzonych przez indywidualny impuls świetlny scyntylatora, w kontekście formuł (77) i (81) możemy napisać

$$n(t) = \frac{N}{\tau} \exp \left(- \frac{t}{\tau} \right) \quad (83)$$

gdzie $n(t)$ określa chwilową wartość liczby fotoelektronów emitowanych przez fotokatodę w czasie jednej sekundy.

Prądową odpowiedź licznika scyntylacyjnego na wymuszenie impulsem fotonowym (77) określa całka splotu funkcji (81) i (82). Jej ostatecznym rezultatem jest zależność

$$i_a(t) = \frac{N N_0 q}{2 \tau} \exp \left[- \frac{t - t_p}{\tau} + \frac{\sigma_T^2}{4 \tau^2} \right] \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{t - t_p}{\sigma_T} - \frac{\sigma_T}{2 \tau} \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{t_p}{\sigma_T} + \frac{\sigma_T}{2 \tau} \right] \right\} \quad (84)$$

identyczna zresztą w formie z zależnością (73). W rozważanym obecnie przypadku zarówno średni czas przelotu t_p jak i dyspersja czasu przelotu σ_T są wielkościami stałymi, zależnymi od wybranego typu fotopowielacza. Korzystniej jest zatem przyjąć za czynnik normalizacji zmiennej niezależnej dyspersję czasową σ_T zaś za parametr rodziny funkcji prądu anodowego (podobnie jak uprzednio) stosunek „ σ_T/τ „. Przekształcona według takiej konwencji funkcja (84) przyjmie postać:

$$i_a(t) = \frac{N N_0 q \sigma_T}{2 \sigma_T \tau} \exp \left[- \frac{t - t_p}{\sigma_T} \frac{\sigma_T}{\tau} + \frac{\sigma_T^2}{4 \tau^2} \right] \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{t - t_p}{\sigma_T} - \frac{\sigma_T}{2 \tau} \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{t_p}{\sigma_T} + \frac{\sigma_T}{2 \tau} \right] \right\} \quad (85)$$

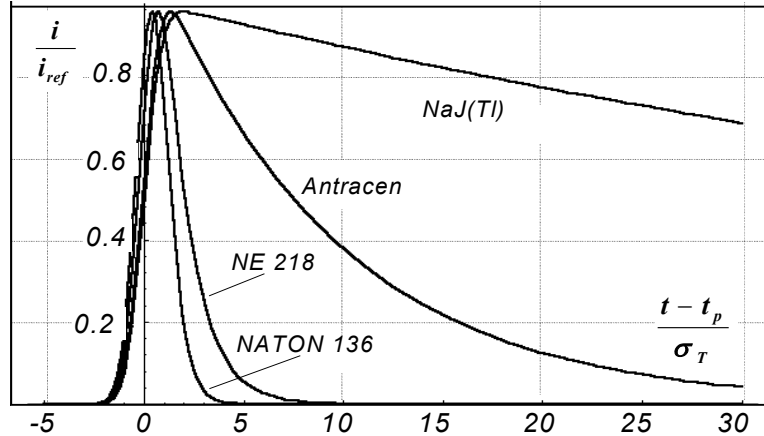
Odwzorowuje ona „naturalny” kształt sygnału prądowego fotopowielacza. Rodzinę tego rodzaju przebiegów, o sprowadzonych do wspólnego poziomu amplitudach, przedstawiono na rysunku 11. Wyznaczono je dla przeciętnych wartości parametrów czasowych fotopowielacza i różnych rodzajów scyntylatorów.

W szczególności przyjęto: $\sigma_T = 3 \text{ ns}$ oraz $t_p = 30 \text{ ns}$, zaś z poszczególnych grup scyntylatorów wybrano jako reprezentatywne następujące typy: **NE 218**, **NATON 136**, **Antracen** i jodek cezu - **NaJ(Tl)**. Wartości ich czasu wyświetlania (podane w Tablicy III)

determinują współzależnie z wartością dyspersji czasu przelotu σ_T wartości parametru funkcji (84)

$\Psi = \left(\frac{\sigma_T}{\tau} \right)$. Wynoszą one:

- dla scyntylatora NATON 136 $\Psi \cong 1.9$
- dla scyntylatora NE 218 $\Psi = 0.75$
- dla scyntylatora antracenowego $\Psi = 0.111$
- dla scyntylatora NaJ(Tl) $\Psi = 0.0012$



Rys.11. Rodziny przebiegów prądowej odpowiedzi „standardowego” fotopowielacza na wymuszenia impulsami fotonowymi różnych scyntylatorów.

Zauważmy, że dla scyntylatora NaJ(Tl) wzajemne relacje czasu narastania i opadania wyjściowego impulsu prądowego fotopowielacza pozwalają z dobrym przybliżeniem opisać jego przebieg ogólną formułą (79). Jeszcze lepsze dopasowanie dawać będzie ona dla szeregu innych scyntylatorów nieorganicznych. Zaniedbanie dyspersji czasowej w fotopowielaczu formalnie jest równoważne przyjęciu dirakowskiej charakterystyki impulsowej tego przyrządu. W przypadku alternatywnym, gdy czas wyświetlania scyntylatora jest znacząco mniejszy od dyspersji σ_T fotopowielacza, jej wartość decyduje głównie o kształcie wyjściowego sygnału prądowego.