

Kazimierz Korbel

UKŁADY ELEKTRONIKI „FRONT-END”

(PIERWOPIS MONOGRAFII)
(w formie przekazanej do opracowania edytorskiego)

Kraków 1997 - 1998

SPIS TREŚCI

1. Wstęp.....	1
2. Detektory promieniowania jako generatory sygnału	2
2.1. Generacja sygnału w detektorach typu komory jonizacyjnej	2
2.1.1. Płaska komora jonizacyjna	3
2.1.2. Komora z siatką Frischa	6
2.1.3. Cylindryczna komora jonizacyjna	8
2.1.4. Licznik proporcjonalny	11
2.1.5. Detektory półprzewodnikowe typu „P-I-N”	12
2.1.6. Detektory półprzewodnikowe typu „P-N”	16
2.1.7. Krzemowe detektory dryfowe	21
2.2. Generacja sygnału w liczniku scyntylicyjnym	24
3. Tryb pracy układów elektroniki „Front-End”	29
3.1. Impulsowy tryb prądowy - (Current Mode)	30
3.2. Impulsowy tryb napięciowy - (Voltage Mode)	32
3.3. Tryb napięciowo-prądowy - (Voltage-Current Mode)	37
3.4. Tryb ładunkowy - (Charge Mode)	39
3.5. Tryb pomiaru średniego poziomu	39
3.6. Transformator impulsowy w układach elektroniki „Front-End”	41
4. Aktywne układy elektroniki „Front-End”	45
4.1. Przedwzmacniacze impulsowe	45
4.1.1. Przedwzmacniacze prądowe	45
4.1.2. Przedwzmacniacze napięciowe	51
4.1.3. Przedwzmacniacze ładunkoczułe	66
4.2. Przedwzmacniacze średniego poziomu sygnału	102
4.2.1. Elektrometry o wzmacnieniu bezpośrednim	103
4.2.2. Elektrometry z modulacją parametryczną	117
4.3. Wzmacniacze średniego poziomu typu (SC)	126
Dodatki	
Dodatek A. Dowód twierdzenia Ramo-Shockley’ a	129
Dodatek B. Fotopowielacze. Podstawy fizyczne i konstrukcja	133
Dodatek C. Analiza trybu semi-prądowego	145
Dodatek D. Dowód twierdzenia Campbella-Francisa	148
Dodatek E. Transformator impulsowy - Uproszczona analiza	151
Dodatek F. Wpływ sprzężenia zwrotnego na impedancję wejściową wzmacniacza prądowego	157
Dodatek G. Lampy elektronowe - Repetytorium	159
Dodatek H. Metody pomiaru parametrów znamionowych wzmacniaczy ładunkowych.....	161
Dodatek I. Dyspersja szumowa wzmacniaczy elektrometrycznych	167

1. Wstęp

Promieniowanie jądrowe formalnie można traktować jako specyficzny rodzaj sygnału niosącego pewien zasób informacji związanych z procesami jego emisji oraz propagacji. W celu pozyskania tych informacji należy wprzód dokonać RECEPCJI (odbioru) sygnału „pierwotnego” oraz przetworzyć go liniowo w sygnał „wtórny” dostosowany do wymagań rozporządzałnej techniki pomiarowej.

RECEPCJA sygnału poprzedza i warunkuje możliwość dokonania właściwej DETEKCJI sygnału oraz EKSTRAKCJI zawartej w nim informacji.

Według terminologii *teorii komunikacji statystycznej*¹ pojęcie DETEKCJI związane jest z wykrywalnością sygnału według określonej jego cechy. W tym rozumieniu układ dokonujący detekcji, czyli DETEKTOR, daje jedynie odpowiedź potwierdzającą pojawienie się sygnału względnie jego konkretnej cechy. Innymi słowy proces DETEKCJI sygnału ma charakter wyłącznie jakościowy.

Ocena ilościowa sygnału dokonywana jest natomiast w procesie EKSTRACJI polegającym na estymacji wartości jego parametrów znamionowych.

Ugruntowana w obszarze fizyki i techniki jądrowej nazwa DETEKTOR PROMIENIOWANIA w kontekście powyższych uwag terminologicznych odpowiada raczej pojęciu RECEPTORA, nie mniej jednak pozostaniemy przy tej historycznie i zwyczajowo usankcjonowanej nazwie. Zakładając dalej iż korzystać będziemy wyłącznie z elektronicznej techniki pomiarowej ograniczymy rozważania do detektorów generujących w akcie detekcji promieniowania sygnał elektryczny. Ta kategoria DETEKTORÓW PROMIENIOWANIA stanowi w istocie konwertery sygnału, a bezpośrednim lub uzyskiwanym pośrednio rezultatem przemiany sygnału jest ładunek elektryczny. Ładunek ten odbierany jest przez stowarzyszony układ elektroniczny w formie impulsu prądowego. Z tego punktu widzenia detektor promieniowania można więc traktować jako GENERATOR PRĄDOWY, który wspólnie z bezpośrednio połączonym z nim układem elektronicznym reprezentuje RECEPTOR w szerszym rozumieniu tego pojęcia.

W dziedzinie *elektroniki jądrowej* terminologia *teorii komunikacji statystycznej* nie znalazła - jak dotąd - powszechnej akceptacji. Stąd też na określenie układów elektronicznych bezpośrednio sprzężonych z detektorem i współuczestniczących w procesie odbioru (RECEPCJI) sygnału zaproponowano termin „**FRONT-END ELECTRONICS**”, który przyjął się praktycznie bez zmian w terminologii ogólnoswiatowej. Biorąc pod uwagę fakt współdziałania detektora i układu elektronicznego w procesie recepcji sygnału, wydaje się uzasadnionym objąć nowym mianem obie te jednostki funkcjonalne. Tak rozszerzona definicja *elektroniki „front-end”* wyznacza merytoryczny zakres niniejszej monografii.

2. Detektory promieniowania jako generatory sygnału.

Tradycyjny sposób klasyfikacji detektorów promieniowania za kryterium podziału przyjmuje stan skupienia medium, stanowiącego aktywny ośrodek detektora. Wyróżnia on trzy kategorie detektorów: gazowe, cieczowe i typu ciała stałego. Traktując detektor promieniowania jako źródło sygnału elektrycznego, bardziej miarodajnym wydaje się podział według mechanizmu przemiany *promieniowanie - ładunek elektryczny*. W takiej konwencji sklasyfikujemy detektory w dwu grupach, jako

- a) detektory z bezpośrednią produkcją nośników ładunku (włączając proces powielania zderzeniowego) oraz
- b) detektory, w których produkcja nośników ładunku zachodzi w złożonym procesie pośrednim.

Do pierwszej kategorii zaliczamy w pierwszym rzędzie impulsowe, gazowe komory jonizacyjne, liczniki GM, liczniki proporcjonalne oraz detektory półprzewodnikowe. Określać je będziemy dalej wspólnym mianem *detektorów typu komory jonizacyjnej*.

W drugiej grupie czołowe miejsce zajmuje liczna „rodzina” detektorów (liczników) scyntylacyjnych, których wspólnym elementem funkcjonalnym jest przyrząd optoelektroniczny (fotopowielacz).

2.1. Generacja sygnału w detektorach typu komory jonizacyjnej.

W przypadku detektorów tego rodzaju odpowiedź detektora na akt detekcji stanowi impuls prądowy indukowany w zewnętrznym obwodzie elektrody zbiorczej. Jego przebieg czasowy opisuje twierdzenie **Ramo-Shockley’a**^{2,3}. Dla systemu dwuelektrodowego, jaki właśnie reprezentuje detektor tego typu, przy dodatkowym upraszczającym założeniu punktowej produkcji nośników ładunku w czynnej strefie detektora, równanie to przyjmuje postać:

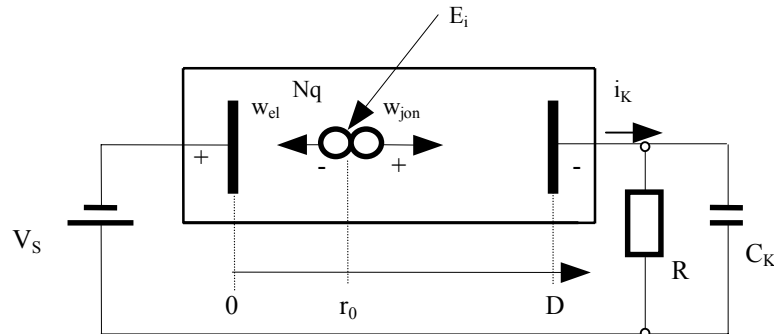
$$i_k(t) = \pm Q_k w_k(t) \cdot \Psi_k(r) \quad (1)$$

w którym Q_k oznacza k-tą składową globalnego ładunku wytworzonego w akcie detekcji
 $w_k(t)$ - prędkość chwilową dryfu k-tej składowej ładunku
 $\Psi_k(r)$ - natężenie pola elektrycznego w punkcie r wytworzonego przez jednostkowe napięcie polaryzacji detektor w warunkach usunięcia ładunku Q z objętości czynnej detektora

Dodajmy, że r jest chwilowym położeniem dryfującego ładunku, tj. $r = r(t)$ określonym równaniem kinematycznym jego ruchu. Wzór **Ramo-Shockley’a** ma charakter ogólny, nie wnika jednak w przyczyny ruchu ładunku, przyjmując że funkcja $w_k(t)$ jest znana. Dla wyznaczenia przebiegu czasowego poszczególnych składowych prądu indukowanego $i_k(t)$ należy przeto uprzednio wyznaczyć przebieg funkcji $w_k(t)$, oraz sprowadzić funkcję $\Psi_k(r)$ do postaci „odwiniętej” względem czasu - $\Psi_k(t)$. Te działania obliczeniowe można wykonać dla konkretnych typów i konfiguracji detektorów. (Ogólny dowód twierdzenia Ramo-Shockley’a podano w Dodatku A).

2.1.1. Płaska komora jonizacyjna.

Najprostszą strukturalnie i konstrukcyjnie formą komory jonizacyjnej jest tzw. „komora płaska”. Stanowi ją planarny układ elektrod zbiorczych usytuowanych względem siebie równoległe w odległości D i zamkniętych w szczelnej „puszce” zawierającej odpowiednią mieszkankę gazową (medium aktywne) o celowo dobranym ciśnieniu p . Na rysunku 1 przedstawiono schematycznie konfigurację takiej komory oznaczając symbolicznie zachodzące w niej procesy w akcie detekcji promieniowania.



Rys. 1. Schemat płaskiej komory jonizacyjnej

Wytworzone w procesie detekcji promieniowania nośniki ładunku w liczbie N elektronów i N jonów dodatnich, przemieszczają się w kierunku odpowiednich elektrod zbiorczych z prędkościami dryfu w_{el} oraz w_{jon} , zależnymi zarówno od natężenia pola elektrycznego E istniejącego w strefie aktywnej jak i od własności medium aktywnego.

Zależność ta opisana jest prostą formułą:

$$w_k = \pm \mu_k \frac{E^n}{p} \quad (2)$$

w której μ_k oznacza ruchliwość k -tego rodzaj nośnika ładunku (jonu lub elektronu), zaś wykładnik potęgowy n stanowi współczynnik empiryczny zależny od stosunku E/p . Dla niewielkich wartości stosunku E/p współczynnik n jest praktycznie równy jedności. Znak dodatni dotyczy składowej jonowej natomiast znak ujemny - składowej elektronowej.

W rozważanej konfiguracji natężenie pola elektrycznego E w całym czynnym obszarze komory jest stałe i wynosi

$$E(r) = \frac{V_s}{D} = const \quad (3)$$

Niezależną od położenia jest w konsekwencji również funkcja rozkładu natężenia pola $\Psi(r)$

którą determinuje wyrażenie:

$$\Psi(r) = \frac{1}{D} = \text{const} \quad (4)$$

Zauważmy wreszcie, że kierunek wektorów prędkości dryfu nośników ładunku jest zgodny z kierunkiem wektora pola elektrycznego. Iloczyn skalarny tych wektorów sprowadza się za-tem do iloczynu ich modułów. W ostatecznym wyniku otrzymujemy więc zależność:

$$i_k(t) = \pm Nq \mu_k \frac{E}{p} \frac{1}{D} = \pm \frac{Nq V_s \mu_k}{p D^2} = \text{const} \quad (5)$$

$$0 < t < T_k$$

Czas przepływu każdej składowej prądu indukowanego w obwodzie zewnętrznym komory związany jest jednoznacznie z *czasem zbierania nośników ładunku*. Wyznaczają go kinema-tyczne parametry ruchu nośników, tj. prędkość dryfu w_k oraz odległość dzieląca punkt gene-racji nośników ładunku r_o od elektrod zbiorczych. Oznaczmy tę odległość symbolem ξ_k . Dla

elektronów, zgodnie z oznaczeniami rysunku 2, wynosi ona $\xi_k = \xi_{el} = -r_o$, natomiast dla jonów dodatnich $\xi_k = \xi_{jon} = (D - r_o)$. Uwzględnienie tych związków prowadzi do formuł określających wartości czasów zbierania nośników ładunku.

- dla elektronów

$$T_{el} = \frac{r_o}{w_{el}} = \frac{p D}{V_s \mu_{el}} r_o \quad (6)$$

- dla jonów dodatnich

$$T_{jon} = \frac{D - r_o}{w_{jon}} = \frac{p D}{V_s \mu_{jon}} (D - r_o) \quad (7)$$

Według ogólnego równania (5) możemy napisać równania szczegółowe opisujące przebiegi czasowe obu składowych indukowanego impulsu prądowego komory. Mają one postać:

- dla składowej elektronowej

$$i_{el}(t) = \frac{N q V_s \mu_{el}}{p D^2} = \text{const} \quad (8)$$

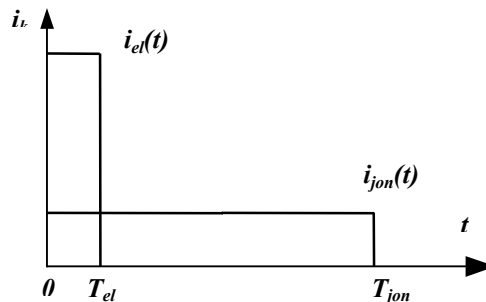
$$0 < t < T_{el}$$

- dla składowej jonowej

$$i_{jon}(t) = \frac{N q V_s \mu_{jon}}{p D^2} = \text{const} \quad (9)$$

$$0 < t < T_{jo}$$

W celu przedyskutowania wzajemnych relacji ilościowych między składowymi impulsami prądowymi komory jonizacyjnej niezbędna jest znajomość wartości ruchliwości μ_{el} i μ_{jon} . Ruchliwość jonów w niewielkim stopniu zależy od rodzaju i temperatury gazu oraz masy jonu. W przybliżeniu można ją przyjąć równą $\mu_{jon} = 10^{-3} [cm^{-3} mm Hg / V \mu s]$. Ruchliwość elektronów jest około tysiąckrotnie większa⁴. Według takiej proporcji kształtuje się stosunek amplitudy składowej elektronowej i jonowej. W związku z tym obraz graficzny obu przebiegów, przedstawiony na wspólnym rysunku (rys.2) ma charakter poglądowy wobec niemożliwości zastosowania identycznego skalowania.



Rys. 2. Ilustracja przebiegów czasowych elektronowej i jonowej składowej indukowanego impulsu prądowego płaskiej komory jonizacyjnej.

Bardziej złożony charakter ma wzajemna proporcja czasów zbierania nośników ładunku. Jest ona uwarunkowana nie tylko wartościami ruchliwości ale również początkowym położeniem r_0 wytworzonych nośników ładunku.

Wypadkowy, indukowany impuls prądowy, będący superpozycją obu składowych, w przypadku punktowej generacji ładunku przybiera charakterystyczny kształt schodkowy o rozciągłości poszczególnych „stopni” zależnych od początkowego położenia nośników ładunku. Podobnego w kształcie przebiegu można oczekiwać w przypadku, gdy droga jonizacji gazu przebyta przez cząstkę jonizującą jest pomijalnie mała w porównaniu z wymiarami komory, albo gdy tor cząstki jonizującej leży w dowolnej płaszczyźnie ekwipotencjalnej pola elektrycznego komory. W ogólnym przypadku produkcja nośników ładunku zachodzi wzdłuż trajektorii cząstki jonizującej dając w wyniku zbiór przesuniętych w czasie „elementarnych mikroimpulsów” tworzących wypadkowy, prądowy impuls indukowany o kształcie typu „tail pulse” o stromym czole i łagodnym zaniku.

Podstawę wyprowadzenia formuły opisującej przebieg indukowanego impulsu prądowego komory jonizacyjnej stanowiło twierdzenie **Ramo-Shockley**'a sformułowane na gruncie analizy ogólnej uwzględniającej obecność w strefie czynnej detektora ładunku przestrzennego o dowolnym w zasadzie rozkładzie. Rozważany wyżej typ detektora jonizacyjnego jest wolny od ładunku przestrzennego. Stąd też wyznaczenia funkcji $i_k(t)$ daje się dokonać w alternatywnym sposobie podejścia do tego zagadnienia, opartym na prostym bilansie energii dostarczonej W_{zas} przez źródło zewnętrzne i rozpraszanej W_{dys} w procesie transportu nośników ładunku.

W postaci różniczkowej równanie bilansu energii przybiera postać

$$NqE(r)dr = d\left(\frac{Q_K^2}{2C_K}\right) \quad (10)$$

gdzie Q_K oznacza ładunek elektryczny zawarty w pojemności własnej komory C_K pod napięciem polaryzacji V_s . (Pozostałe oznaczenia jak w poprzedniej analizie).

Lewa strona równania (10) reprezentuje energię W_{dys} , czyli pracę niezbędną do przemieszczenia ładunku Nq na elementarnej drodze dr . Strona prawa natomiast opisuje energię pobieraną z jej źródła W_{zas} , równą infinitezimalnej zmianie energii elektrycznej kondensatora C_K (pojemności własnej komory) zawierającej ładunek Q_K .

W przybliżeniu elektrostatycznym równanie (10) można wyrazić w formie *bilansu mocy*:

$$NqE(r)\frac{dr}{dt} = V_s\frac{dQ_K}{dt} \quad (11)$$

Łatwo zauważyć, że czynnik dr/dt z mocy definicji określa prędkość dryfu w nośników ładunku, zaś dQ_K/dt - prąd $i(t)$ płynący w obwodzie zewnętrznym. Uwzględniając te oczywiste tożsamości oraz zależności (2) i (3) w wyniku prostych przekształceń dochodzimy do wyniku pokrywającego się dokładnie z postacią równania (5).

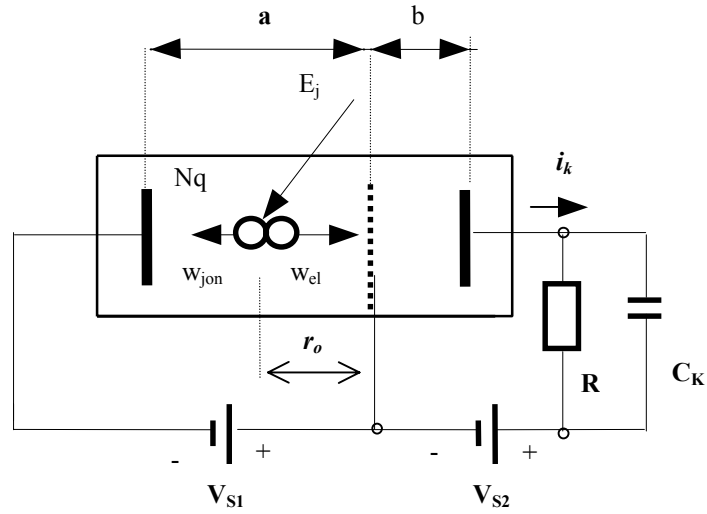
Globalny ładunek zawarty w indukowanym impulsie prądowym pozostaje w liniowym związku z energią zdeponowaną w komorze w akcie detekcji promieniowania jest więc nośnikiem podstawowej informacji w spektrometrii jądrowej. W procesie jej EKSTRACJI następuje całkowanie impulsu prądowego, które w skali czasowej winno obejmować pełny interwał zbierania nośników ładunku. Dopelnienie tego wymogu, wobec bardzo długiego czasu zbierania jonów dodatnich, powoduje znaczące pogorszenie rozdzielczości czasowej (wyrażające się zmniejszeniem „obciążalności” spektrometru). Na tym tle zrodziła się idea wydzielenia z impulsu wypadkowego tylko „krótkiej” składowej elektronowej, która zaowocowała opracowaniem specjalnej komory, zwanej ogólnie **komorą z siatką Frischa**⁵.

2.1.2. Komora z siatką Frischa.

Komora tego typu została skonstruowana na podstawie zwykłej komory planarnej. Między jej podstawowymi elektrodami (*katodą i anodą*) zawiera ona dodatkową elektrodę (*siatkę*) o bardzo małym „przechwycie”, utrzymywaną na potencjale V_{S1} względem *katody*. Z kolei *anoda* względem *siatki* spolaryzowana jest napięciem V_{S2} . Wprowadzona do struktury komory **siatka**, jak to uwidoczono na rysunku 3, dzieli komorę na dwie części. W części pierwszej, zawartej między *katodą* i *siatką*, zachodzi RECEPCJA sygnału pierwotnego związana nierozdzielnie z produkcją nośników ładunku. Część druga, mieszcząca się między *siatką* i *anodą*, pełni funkcję właściwego generatora impulsów prądowych.

Działanie siatki wyraża się dwoma istotnymi efektami. Po pierwsze ekranuje część generacyjną sygnału wyjściowego od wpływu ruchu jonów dodatnich, po wtóre zaś „normalizuje” czas trwania indukowanych impulsów prądowych do wartości określonej czasem przebiegu elektronów między *siatką* a *anodą*.

Na rysunku 3 pokazano schematycznie strukturę tego rodzaju komory, sposób polaryzacji oraz obwód odbioru impulsów.



Rys. 3. Schemat płaskiej komory jonizacyjnej z siatką Frischa

Wpływ początkowego położenia nośników ładunku sprowadza się jedynie do odpowiedniego opóźnienia czoła indukowanego impulsu prądowego względem momentu powstania ładunku. Zgodnie z oznaczeniami przyjętymi na rysunku 3 czas opóźnienia $T_{opózn}$ wyraża zależność:

$$T_{opózn} = \frac{p a}{V_{S1} \mu_{el}} r_o \quad (12)$$

a *znormalizowany* czas trwania impulsu elektronowego T_{el}

$$T_{el} = \frac{p b^2}{V_{S2} \mu_{el}} \quad (13)$$

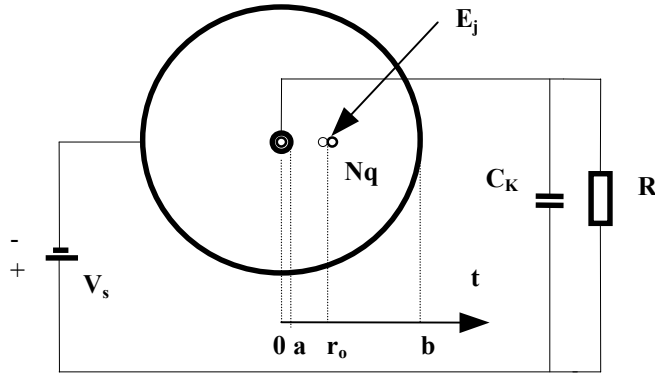
Przebieg czasowy tego impulsu, podobnie jak w przypadku zwykłej komory planarnej jest niezależny od czasu. Opisuje go formuła

$$i(t) \equiv i_{el}(t) = \frac{N q V_{S2} \mu_{el}}{p b^2} \quad (14)$$

Stała wartość czasów trwania impulsów prądowych generowanych w procesie detekcji promieniowania jonizującego (repcji sygnału pierwotnego) sprawia, że amplituda tych impulsów może być wykorzystana wprost jako miara jego energii, bez konieczności uprzedniego całkowania impulsów.

2.1.3. Cylindryczna komora jonizacyjna.

Alternatywą konfiguracji *planarnej* impulsowej komory jonizacyjnej jest konfiguracja *koaksjalna*, ogólnie zwana **komorą cylindryczną**. Ilustruje ją schematycznie rysunek 4.



Rys. 4. Schemat cylindrycznej komory jonizacyjnej

Wewnętrzna, centralna elektroda wykonana w formie bardzo cienkiego przewodu (nici) o promieniu a pełni funkcję *anody*, natomiast okalający ją współosiowo metalowy cylinder o promieniu b stanowi *katodę*. Takie przyporządkowanie funkcji elektrodom zbiorczym komory podyktowane jest destrukcyjnym działaniem ciężkich jonów na powierzchnię przejmującej je elektrody.

Pole elektryczne w przestrzeni międzyelektrodowej komory cylindrycznej, wytworzone przez napięcie polaryzacji V_s opisuje znana formuła

$$E(r) = \frac{V_s}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (15)$$

Również w tym przypadku założymy, że w procesie detekcji produkowany jest ładunek punktowy o wartości $\pm Nq$, zaś współrzędną punktu początkowego nośników ładunku oznaczymy symbolem r_0 . Dla wyznaczenia składowych indukowanego impulsu prądowego $i_k(t)$ posłużymy się podstawowym równaniem twierdzenia **Ramo-Shockley**'a.

Tak więc, z zależności (15) wynika wprost postać *funkcji rozkładu pola elektrycznego*:

$$\Psi(r) = \frac{1}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (16)$$

Z równań (2) i (15) otrzymujemy natomiast

$$w_k = \pm \mu_k \frac{V_s}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (17)$$

Uwzględnienie powyższych związków w równaniu (1) prowadzi do wyrażenia:

$$i_k(t) = \pm \frac{N q V_s \mu_k}{p r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \frac{1}{r^2} \quad (18)$$

Występujący w tym równaniu czynnik $\frac{1}{r^2}$ wyrazimy przy pomocy parametrów określających chwilowe położenia nośników ładunku. W tym celu skorzystamy ze związku (17) zapisując go w postaci równania różniczkowego

$$r dr = \pm \mu_k \frac{V_s}{p \ln\left(\frac{b}{a}\right)} dt \quad (19)$$

Scałkowanie go, przy uwzględnieniu warunku początkowego, że $r = r_o$ dla $t = 0$, daje w wyniku

$$r^2 = \pm \frac{2 \mu_k V_s}{p \ln\left(\frac{b}{a}\right)} t + r_o^2 \quad (20)$$

Nietrudno pokazać, że pierwszy składnik sumy w powyższym równaniu kryje w sobie zależność od początkowego położenia nośników ładunku r_o oraz czasu ich zbierania T_k . Sięgnijmy w tym celu jeszcze raz do równania (19) i dokonajmy jego całkowania w zadanych granicach.

$$\int_{r_o}^{\xi_k} r dr = \pm \int_0^{T_k} \frac{\mu_k V_s}{p \ln\left(\frac{b}{a}\right)} dt \quad (21)$$

Symbolem ξ_k oznaczono tu, stosownie do rozpatrywanej składowej, końcowe położenia nośników danego rodzaju. Dla składowej elektronowej $\xi_k = a$, zaś dla składowej jonowej $\xi_k = b$. T_k oznacza - podobnie jak w przypadku komory płaskiej - czas zbierania nośników k-tej składowej. W rezultacie scałkowania (21) otrzymujemy związek

$$T_k = \pm \left(\xi_k^2 - r_o^2 \right) \frac{p \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2 \mu_k V_s} \quad (22)$$

Uwzględnienie go w równaniu (20) pozwala przekształcić je do postaci

$$r^2 = \frac{\left(\xi_k^2 - r_o^2 \right)}{T_k} t + r_o^2 \quad (23)$$

a w dalszej konsekwencji napisać równanie funkcji indukowanego impulsu prądowego $i_k(t)$

$$i_k(t) = \pm \frac{N q V_s \mu_k}{\rho \left[\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right]^2} \frac{1}{r_o^2 + \left[(\xi_k^2 - r_o^2) \frac{t}{T_k} \right]} \quad (24)$$

Podstawienie w miejsce *uogólnionej współrzędnej* końcowego położenia nośników ładunku ξ_k ich współrzędnych a względnie b daje odpowiednio opis przebiegu składowej elektronowej $i_{el}(t)$ oraz jonowej $i_{jon}(t)$ indukowanego impulsu prądowego.

$$i_{el}(t) = \mu_{el} \frac{N q V_s}{\rho \left[\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right]^2} \frac{1}{r_o^2 - (r_o^2 - a^2) \frac{t}{T_{el}}} \quad (25)$$

$$0 < t < T_{el}$$

$$i_{jon}(t) = \mu_{jon} \frac{N q V_s}{\rho \left[\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right]^2} \frac{1}{r_o^2 + (b^2 - r_o^2) \frac{t}{T_{jon}}} \quad (26)$$

$$0 < t < T_{jon}$$

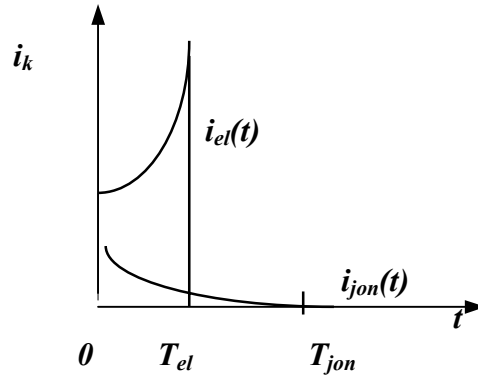
Podobnie rozpiszemy wyrażenia określające czas zbierania nośników ładunku.

$$T_{el} = (r_o^2 - a^2) \frac{\rho \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2 \mu_{el} V_s} \quad (27)$$

oraz

$$T_{jon} = (b^2 - r_o^2) \frac{\rho \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2 \mu V_s} \quad (28)$$

Graficzne odwzorowanie przebiegów obu składowych indukowanego impulsu prądowego pokazano na rysunku 5, z podobną - jak uprzednio - dystorsją skali czasowej i amplitudowej.



Rys. 5. Kształt przebiegów składowych indukowanego impulsu prądowego

Jak już podkreślano, jednym z założeń wyjściowych analizy było przyjęcie punktowej generacji nośników ładunku. W rzeczywistości produkcja nośników rozciągnięta jest wzdłuż pewnego odcinka trajektorii cząstek jonizujących, co powoduje w efekcie odstępstwo od kształtu opisywanego zespołem równań (25) i (26).

2.1.4. Licznik proporcjonalny

Pod względem konstrukcyjnym *licznik proporcjonalny* jest równoważny *cyldrycznej*, czy *sferycznej* komorze jonizacyjnej. Istotną cechą odróżniającą impulsową komorę jonizacyjną od licznika proporcjonalnego jest inny reżym pracy, podyktowany poziomem napięcia polaryzacji V_s . W przypadku licznika proporcjonalnego napięcie to jest na tyle wysokie, że w pewnej części objętości czynnej licznika natężenie pola elektrycznego osiąga wartość, przy której elektrony, powstające w procesie *jonizacji pierwotnej*, wywołują wtórną jonizację

gazu wypełniającego licznik. W zadanej geometrii walcowej największe natężenie pola elektrycznego występuje w bezpośredniej bliskości anody. W tym też obszarze każdy elektron wygenerowany w procesie jonizacji pierwotnej, zdolny jest na swej drodze swobodnej nabyć energię kinetyczną równą lub większą od energii jonizacji atomów gazu. Wytworzone w tym procesie *elektrony wtórne* współuczestniczą w nim również nadając mu charakter procesu lawinowego. Aby zapewnić warunki proporcjonalności konwersji sygnału, konieczne jest zredukowanie wzajemnego oddziaływania lawin wytworzonych przez poszczególne *elektrony pierwotne* do poziomu zanedbywalnego. Wymaganie to daje się spełnić poprzez właściwy dobór napięcia polaryzacji licznika oraz odpowiedniej mieszanki gazowej.

Skoncentrowanie produkcji lawin w pobliżu anody drastycznie różnicuje długości torów nośników ładunku z ich położenia początkowego do odpowiedniej elektrody zbiorczej; droga

przelotu elektronów zostaje zredukowana do minimum, zaś jony dodatnie muszą przebyć niemal pełną odległość międzyelektrodową ($b - a$). W rezultacie praca pola elektrycznego, wydatkowana na transport elektronów, jest pomijalna w porównaniu z energią zużywaną na przeniesienie jonów dodatnich. Stąd też wynikają odpowiednie różnice w udziale poszczególnych składowych w wypadkowym impulsie prądowym.

Z zadowalającym przybliżeniem można nawet przyjąć, że indukowany impuls prądowy licznika proporcjonalnego jest określony tylko jego składową jonową. Na miarę tego przybliżenia można też przyjąć, że $r_0 \cong a$, a uwzględniając nadto oczywisty fakt iż $b \gg a$, formuły (26) i (28) można sprowadzić do postaci, rozpowszechnionej w literaturze przedmiotu.

$$i(t) = \mu_{jon} \frac{N q V_s}{p \left[\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right]^2} \frac{1}{a^2 + b^2 \frac{t}{T_{jon}}} \quad (29)$$

oraz

$$T_{jon} = b^2 \frac{p \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2 \mu_{jon} V_s} \quad (30)$$

Równanie (29), podobnie jak w przypadkach poprzednio dyskutowanych komór jonizacyjnych, obciążone jest założeniem *nieskończenie szybkiego* procesu produkcji nośników ładunku, które skutkuje skróceniem do zera czasu narastania impulsu prądowego. Rzeczywisty impuls prądowy wykazuje skończony czas narastania, choć nieporównywalnie mały względem jego łagodnie opadającej części, opisanej równaniem (29).