

Z Katedry Fizyki Doświadczalnej Wydziału Mat.-Fiz.-Chem. UMCS  
Kierownik: doc. dr Włodzimierz Zuk

Tomasz GOWOREK

### Wpływ zasilania fotopowielaczy na pracę aparatury do pomiaru milimikrosekundowych przedziałów czasu

Влияние питания фотоумножителей на работу аппаратуры для измерения наносекундных интервалов времени

### Photomultiplier Supplying Influence on the Performance of the System Measuring the Millimicrosecond Time Intervals

Pomiary przedziałów czasu rzędu milimikrosekund są w fizyce jądrowej wykonywane b. często przy ocenianiu energii szybkich cząstek i mierzeniu czasów życia krótkożyjących izomerów jądrowych. Mierzy się przy tym czas, upływający między dwoma impulsami prądu z liczników scyntylacyjnych. Pomiarów takich dokonuje się metodą tzw. koincydencji opóźnionych: impuls wcześniejszy sprowadza się do koincydencji z późniejszym przez podanie go przez linię (kabel) o regulowanym opóźnieniu.

Dokładność pomiarów zależy głównie od zdolności rozdzielczej aparatury koincydencyjnej. Przez czas rozdzielczy rozumie się połówkową szerokość krzywej  $N(t_d)$  opóźnionych koincydencji ( $N$  — natężenie liczenia,  $t_d$  — wielkość zmiennego opóźnienia w kanale impulsu wcześniejszego). U większości szybkich układów koincydencyjnych (wszystkich prócz różnicowych) czas rozdzielczy  $\tau$  jest wyraźnie związany z szerokością impulsów wejściowych  $t_{in}$ . W układach z kompensacją reakcji na impuls pojedynczy (typ IIb wg klasyfikacji Baya [1]), o dużym współczynniku selekcji  $\tau = t_{in}$ ; w pozostałych układach  $\tau$  i  $t_{in}$  są do siebie zbliżone i proporcjonalne.

Zagadnienie uzyskania krótkich czasów rozdzielczych sprowadza się więc do uzyskania jak najwcześniejszych impulsów wejściowych.

O szerokości impulsu na wejściu układu koincydencyjnego decyduje wiele czynników:

1) Czas wyświecania scyntylatora: wprowadzie kryształy NaJ(Tl) dają impulsy świetlne i długości 250 mμsek., ale związki organiczne pozwalają osiągnąć znacznie niższe wartości: kryształy antracenu — 27 mμsek., stilbenu — 6 mμsek., fosfory ciekłe, jak terfenyl w toluenie — 3 mμsek., plastyki — terfenyl w styrenie — 2 mμsek. Zastosowanie detektorów Czerenkowa w miejsce scyntylatora rozszerza możliwości o cały rząd wielkości (do 0,1 mμsek.).

2) Czas zbierania światła scyntylacji na katodę fotopowielacza (dalej zamiast „fotopowielacz” będziemy używać skrótu FP i zamiast „układ koincydencyjny” — CC). Problem ten odgrywa rolę wtedy, gdy scyntylatory są duże, lub gdy używa się długich światłowodów. Duże scyntylatory, używane przy pomiarach słabych aktywności, jak promieniowanie kosmiczne, detekcja neutrino, mają niekiedy rozmiary liniowe przekraczające 50 cm, tzn. czas przelotu fotonów wynosi ponad 2 mμsek. Idealnie odbijający prosty światłowod o długości 30 cm wnosi rozrzut czasów przelotu rzędu 0,3 mμsek. [10].

W przeciętnych warunkach różnice czasów przelotu fotonów dają się pominąć.

3) Rozrzut opóźnienia emisji elektronów z katody FP: układ CC rejestruje impulsy o amplitudzie większej od pewnej minimalnej, odpowiadającej zebraniu  $q$  fotoelektronów. Tak więc o zdolności rozdzielczej decyduje rozrzut opóźnienia emisji  $q$ -tego elektronu.

Jak wykazali Post i Schiff [11] średni kwadrat odchylenia opóźnienia emisji  $q$ -tego fotoelektronu wynosi:

$$\overline{(\Delta t)_0^2} = \frac{T^2 q}{n^2} \left( 1 + \frac{2(q+1)}{n} + \dots \right) \quad (2)$$

$T$  — czas wyświecania scyntylatora,  $n$  — średnia ilość fotoelektronów powstających pod działaniem scyntylacji.

Im większa ilość fotoelektronów, tym mniejsze fluktuacje  $\Delta t$ . Wynika stąd potrzeba a) stosowania scyntylatorów o dużej wydajności, b) zbierania maksymalnej ilości fotonów na katodę, co uzyskuje się przez pokrycie ścianek kryształu nie przylegających do katody warstwą odbijającą, c) uzyskanie dużej wydajności katod: najpopularniejszy emitter — Sb—Cs ma wydajność teoretyczną 0,25 elektronu na foton, jednak pochłanianie w szkle bańki FP i inne przyczyny ograniczają tę wielkość do 5%—10%.

4) Rozrzut czasów przelotu fotoelektronów z katody na 1-szą dynodę; szczególnie ważny w przypadku FP o dużej powierzchni katody.

5) Efektywność  $\eta_1$  zbierania fotoelektronów na pierwszej dynodzie układu powielającego:

$$\eta_1 = \frac{n_1}{n_0} \quad (2)$$

$n_0$  — ilość emitowanych fotoelektronów,  $n_1$  — ilość zebranych na dynodzie. Działają tu przyczyny analogiczne jak w p. 3. Utrata części elektronów przez złe ogniskowanie powiększa rozrzut zgodnie z wzorem (1). Warto zauważyć, że ponieważ  $\eta_1 < 1$ , to zawsze  $\Delta t_0 < \Delta t_1$  ( $\Delta t_1$  — średnie odchylenie opóźnienia emisji z pierwszej dynody).

6) Rozrzut czasu przelotu przez system powielający. Obliczenia wskazują, że wskutek nieidentyczności trajektorii poszczególnych elektronów powstają w typowych FP rozrzuty rzędu 0,4—0,5  $\mu$ sek. na jednym odcinku powielającym. I tak np. w RCA 931A rozrzut powodowany przez cały system powielający wynosi 1,5  $\mu$ sek., w  $\Phi\Theta Y-33$  — 1,7  $\mu$ sek.

7) Rozciąganie silnych impulsów prądowych na ostatnich odcinkach międzyelektrodowych FP przez ładunki przestrzenne.

8) Formowanie impulsów między FP i CC. Dokonuje się go zwykle przez odbicie impulsu na krótkozwartym kablu koncentrycznym z uprzednim ograniczeniem amplitud lub też bez ograniczania.

Aparatura CC wymaga impulsów wejściowych o znacznej amplitudzie: CC mostkowe i pracujące na zasadzie przepuszczania mniejszego z impulsów mają czułość ok. 0,1 V, inne (Garwina [6], na lampie wielosiatkowej [4]) 1—2 V. Aby FP mógł dać takie amplitudy, trzeba:

- a) dokładnie ogniskować elektrony na wszystkich dynodach,
- b) podwyższyć ogólne napięcie zasilające w celu zwiększenia współczynnika emisji wtórnej  $\sigma$ .

FP o mniejszej ilości dynod nawet przy uwzględnieniu pkt. a) i b) nie dają dostatecznie dużych amplitud i wymagają zastosowania wzmacniaczy. Dochodzi wtedy jeszcze jeden czynnik, wpływający na szerokość impulsów:

9) Czas reakcji wzmacniacza. Z FP mogą współpracować jedynie wzmacniacze rozłożone [7]. Ich czas reakcji jest rzędu 2,5—4  $\mu$ sek. [9]. Również przy stosowaniu ograniczników należy pamiętać o ich własnym czasie narastania.

Gdy prócz analizy czasowej trzeba przeprowadzać także dyskryminację amplitud, stawia się dodatkowe warunki:

I) Zachowania ścisłej proporcjonalności prądu na wyjściu FP do ilości pierwotnych fotoelektronów.

II) Wysokiej stabilności źródeł zasilania.

Ocena i dobór parametrów, związanych z samymi FP, tj. wymienionych w p. 4—7 i a, b, stanowi temat poniższej pracy.

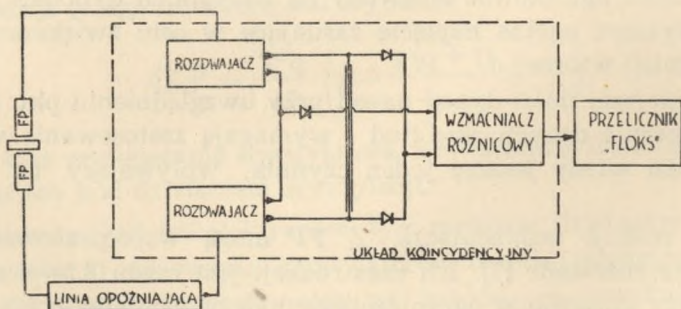
Przedmiotem pomiarów były FP produkcji radzieckiej  $\Phi\Theta Y-19$  i  $\Phi\Theta Y-33$ .  $\Phi\Theta Y-19$  jest powielaczem z półprzezroczystą katodą antymonowo-cezową, trzynastostopniowym liniowym systemem powielającym (również Sb-Cs), oddzielonym od katody diafragmą.  $\Phi\Theta Y-33$  ma konstrukcję identyczną, uzupełnioną cylindrem przyspieszającym, znajdującym się na potencjale diafragmy oraz siatkami między każdą parą dynod. Siatka przed  $n$ -tą dynodą połączona jest z  $n+2$ -gą dynodą i służy zarówno do skrócenia czasu przelotu, jak i do zmniejszenia wpływu ładunków przestrzennych [2].

Praca miała na celu dostarczenie danych o znaczeniu praktycznym przy pomiarach z cząstkami o dużej energii.

#### CZAS PRZELOTU

Ocenę rozrzutu czasów przelotu pierwszego odcinka FP (katoda — diafragma) można przeprowadzić na podstawie szerokości krzywej koincydencji, jeżeli założyć, że największy rozrzut zachodzi na pierwszym odcinku i cały system powielający nie zmienia go w sposób istotny (prościej w tym przypadku rozpatrywać p. 4 i 6 wymienione poprzednio — łącznie), albo też na podstawie pomiaru czasu przelotu, zakładając proporcjonalność rozrzutu do samego czasu przelotu. Ten ostatni sposób może dać informacje jedynie jakościowe.

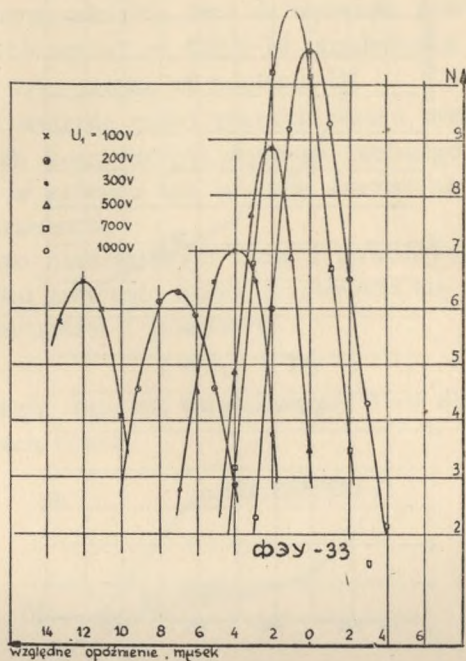
Zastosowano drugi z wymienionych sposobów. Układ do pomiaru czasu przelotu przedstawiony jest na rys. 1. Dwa FP rejestrowały scyn-



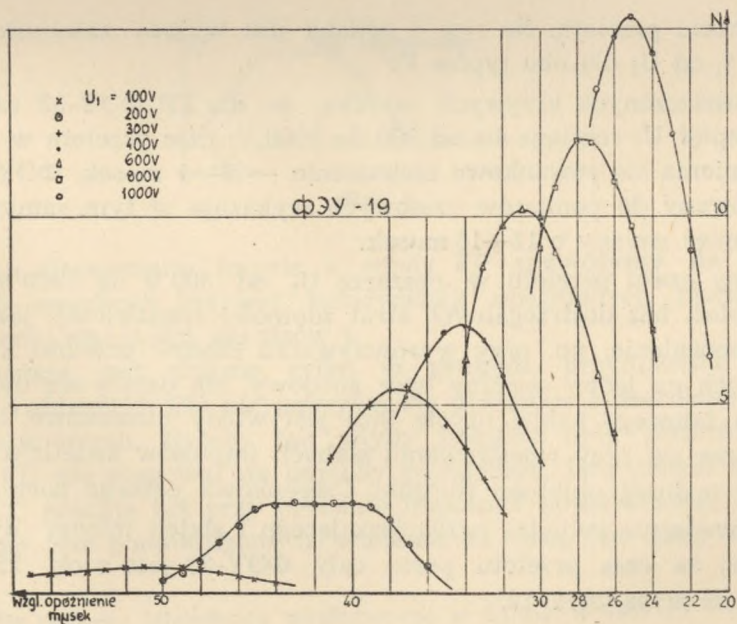
Rys. 1.

tylacje w plastyku (styren + terfenyl) naświetlanym promieniami  $\gamma$   $Co^{60}$ . Jeden z FP stanowił wzorzec ( $\Phi\Theta Y-33$  n. 68), na drugim zmieniano napięcie  $U_1$  między katodą i diafragmą w granicach od 100 V do 1000 V. Zdejmowano krzywe koincydencji opóźnionych między impulsami z obu FP. Jako CC użyto układu Frołowa-Woronkowa [5] zmodyfikowanego przez przystosowanie do systemu różnicowego (rys. 1). Przy zwięks-

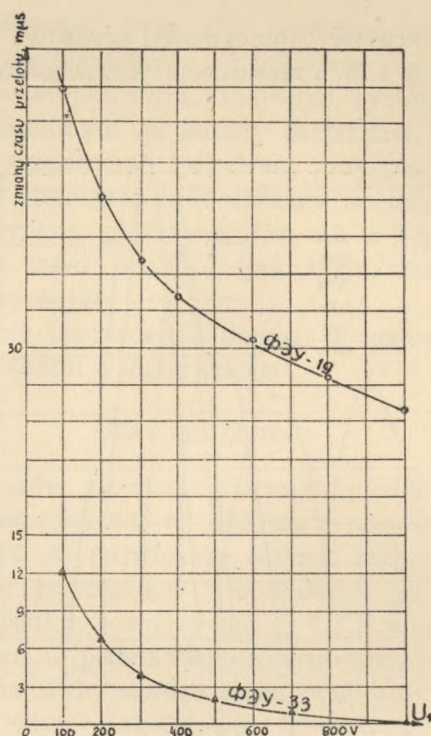
szaniu  $U_1$  położenie krzywej koincydencji przesuwają się w stronę mniejszych opóźnień (rys. 2 i 3). Przesunięcia wierzchołków krzywej obrazują



Rys. 2.



Rys. 3.



Rys. 4.

zmiany czasu przelotu. Na rys. 4 podany jest wykres zależności czasu przelotu  $t_1$  od  $U_1$  dla obu typów FP.

Z zamieszczonych krzywych wynika, że dla FP ФЭУ-33 użyteczny zakres napięć  $U_1$  rozciąga się od 300 do 1000 V: czas przelotu w tym zakresie zmienia się stosunkowo nieznacznie — 3—4 mμsek. ФЭУ-19, nie przystosowany do pomiarów czasowych wykazuje w tym samym przedziale napięć zmiany o 12—15 mμsek.

Zmiany czasu przelotu w obszarze  $U_1$  od 300 V do 1000 V można wykorzystać, bez dostrzegalnych strat zdolności rozdzielczej, jako regulowane opóźnienie, np. przy wyrównywaniu czasów przelotu kilku FP pracujących na jeden wspólny opór anodowy, nie dający się dopasować do oporu falowego kabla; użycie linii jest wtedy niemożliwe. Sytuacja taka zdarza się przy rejestrowaniu słabych impulsów świetlnych z detektorów o dużej objętości (liczniki Czerenkowa pełnego pochłaniania).

Wprowadzenie cylindra przyspieszającego i siatek między dynodami powoduje, że czas przelotu przez cały ФЭУ-33 jest o ok. 25 mμsek. krótszy, niż przez ФЭУ-19.

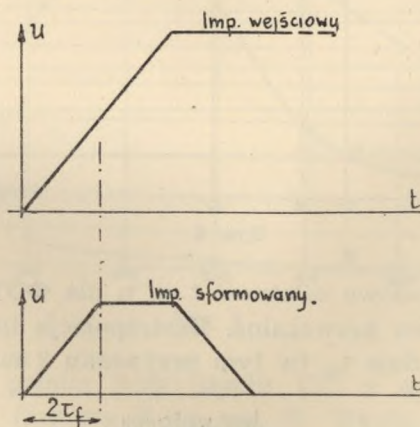
Różnice czasów przelotu dla różnych egzemplarzy  $\Phi\Theta Y-33$  nie przekraczają 3  $\mu$ sek. i nie zależą od  $U_1$ , co świadczy o tym, że powstają one nie na pierwszym odcinku, lecz w układzie powielającym. Według pomiarów Mielnikowa\* w  $\Phi\Theta Y-19$  analogiczne różnice dochodzą do 8  $\mu$ sek. i przy tym zależą od napięcia  $U_1$ .

Wymieniona na wstępie ocena rozrzutu czasu przelotu na podstawie szerokości krzywych koincydencji wymaga osobnego omówienia, gdyż do wyników prac, w których tak właśnie szacowano rozrzut [3] można mieć poważne zastrzeżenia.

Impuls o liniowo narastającym czole i powolnym spadku po odbiciu na końcu krótko zwartego kabla przetwarza się w impuls trapezoidalny (rys. 5) o szerokości u podstawy

$$t = \tau_{cz} + 2\tau_f \quad (3)$$

$\tau_{cz}$  — czas narastania impulsu wejściowego,  $\tau_f$  — długość kabla odbijającego w jednostkach czasu.



Rys. 5.

Jeżeli sformowany impuls z anody FP przyłożymy na oba wejścia CC, szerokość krzywej koincydencji opóźnionych równa będzie podwojonej szerokości impulsów  $t$ .

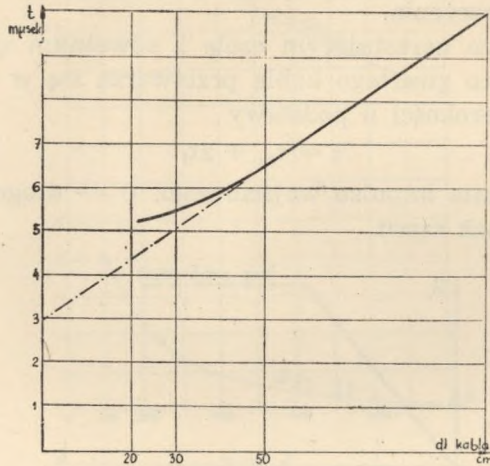
Powyższe jest słuszne tylko w grubym przybliżeniu, bowiem 1) czas rozdzielczy CC nie pokrywa się dokładnie z szerokością impulsów wejściowych. Byłoby tak gdyby impulsy były prostokątne, lub gdyby CC nie reagował na impulsy pojedyncze. Gdy nawet dyskryminator CC pracuje tuż przy poziomie impulsów pojedynczych, zmierzona szerokość jest pomniejszona o wielkość  $\Delta t$  taką, że przy sztucznym

\* Wg referatu Mielnikowa ogłoszonego w Z.I.B.J. w 1957 r.

opóźnieniu jednego z impulsów o  $\vartheta = t \Delta t$  amplituda podczas koincydencji jest równa reakcji CC na impuls pojedynczy.

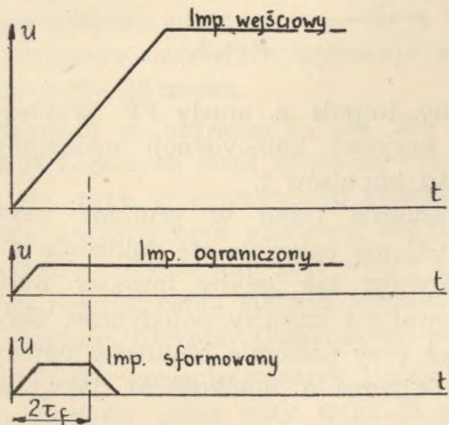
Zbiór CC przydatnych do takich pomiarów ogranicza się więc do układów o dużym współczynniku selekcji, pracujących z minimalnym poziomem dyskryminacji.

2) Rzeczywiste impulsy z FP nie mają czoła o kształcie liniowym, lecz dzwono-watym i w związku z tym zależność szerokości impulsu sformowanego od długości zwartego kabla też nie jest liniowa. Na rys. 6



Rys. 6.

przedstawiono przykładowo zależność  $t$  od  $\tau_f$  dla  $\Phi\Theta Y-33$  (p. wzór 3) — nieliniowość jest łatwo zauważalna. Ekstrapolacja linią prostą krzywej z rys. 6 przy  $\tau_f \rightarrow 0$  daje  $\tau_{cz}$  (w tym przypadku 3  $\mu$ sek.).

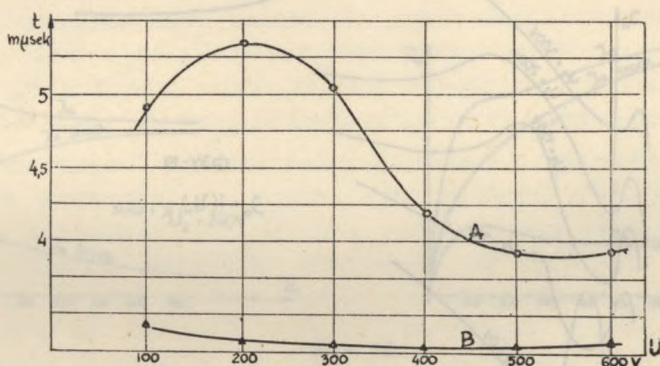


Rys. 7.



Niedopuszczalne jest stosowanie ograniczników przed formowaniem. Jak wskazuje rys. 7, operacja taka zniekształca czoło w sposób zasadniczy i daje wyniki nazbyt optymistyczne. W pracy [3] otrzymano w ten sposób czas narastania dla  $\Phi\Theta Y-19$  4,5  $\mu\text{sek.}$ , dla  $\Phi\Theta Y-1B$  — 1—2  $\mu\text{sek.}$ , podczas gdy z pomiarów bezpośrednich na szybkim oscylografie Mielnikow i Miedwiediew [8] otrzymali 10 i więcej  $\mu\text{sek.}$  dla  $\Phi\Theta Y-19$  i 3,5  $\mu\text{sek.}$  dla  $\Phi\Theta Y-1B$ . Wynik otrzymany dla  $\Phi\Theta Y-1B$  wygląda raczej na czas reakcji ogranicznika, niż na wielkość związaną z narastaniem impulsu z FP.

Posługując się odpowiednim CC (układ Frołowa), spełniającym podane wyżej warunki, wykonano uzupełniające pomiary, charakteryzujące pierwszy odcinek  $\Phi\Theta Y-33$ : zależność szerokości krzywej koincydencji opóźnionych od  $U_1$ . Wykresy zamieszczono na rys. 8. Osobno



Rys. 8.

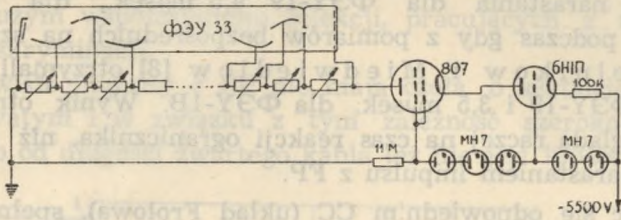
wykonano ten sam pomiar przy użyciu CC z ogranicznikami przed kablem formującym (krzywa B na rys. 8). Wynik potwierdza podane wyżej przypuszczenia.

Czułość czasu przelotu elektronów przez  $\Phi\Theta Y-33$  na wahania napięcia zasilającego (wynosiło 3500 V) jest  $4.10^{-12}$  sek./V.

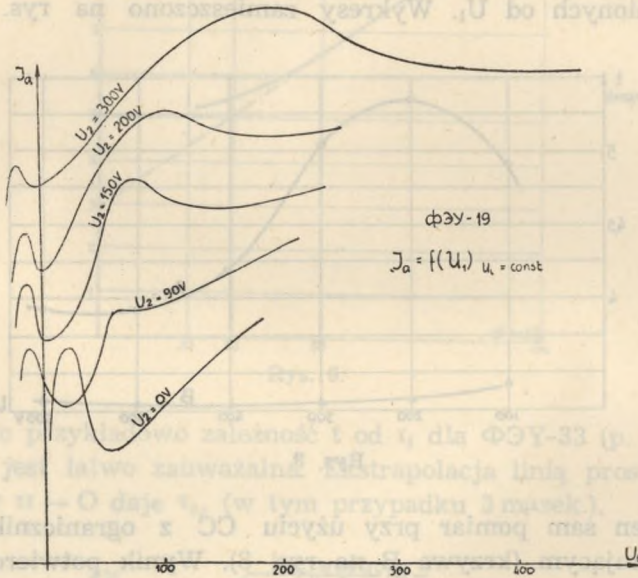
#### OGNISKOWANIE ELEKTRONÓW

Aby zbadać ogniskowanie na  $i$ -tym odcinku FP, należy rozpatrywać soczewkę elektronową złożoną z odcinków:  $i$ -tego i sąsiednich; wpływ pola elektrycznego dalszych odcinków na  $i$ -ty jest znikomy. Należy mierzyć prąd anodowy jako funkcję napięcia  $U_i$  przy ustalonych pozostałych napięciach międzyelektrodowych. Z niewielkim błędem można przyjąć, że mimo zmienności powielania  $\sigma$  wraz z napięciem, maksimum krzywej  $J_a(U_i)$  przypada przy napięciu optymalnego ogniskowania  $U_{i \text{ opt.}}$

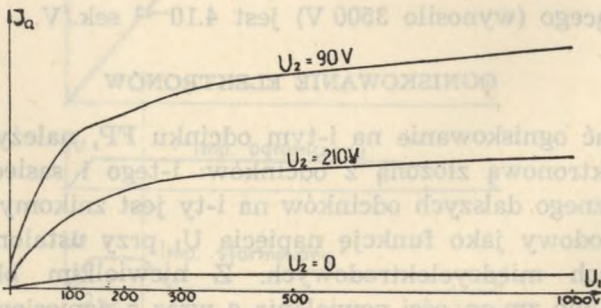
Możliwość zmian  $U_1$  przy ustalonych pozostałych napięciach uzyskuje się przez zastosowanie stabilizatora prądu. Posługiwano się stabilizatorem typu Fellegtta, opracowanym przez M. Čihaka (rys. 9). Charaktery-



Rys. 9



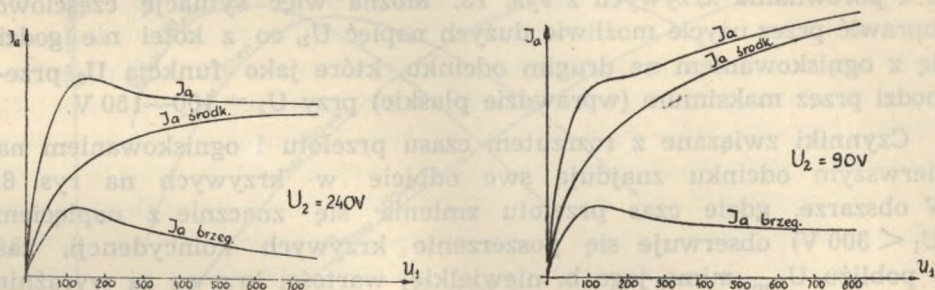
Rys. 10.



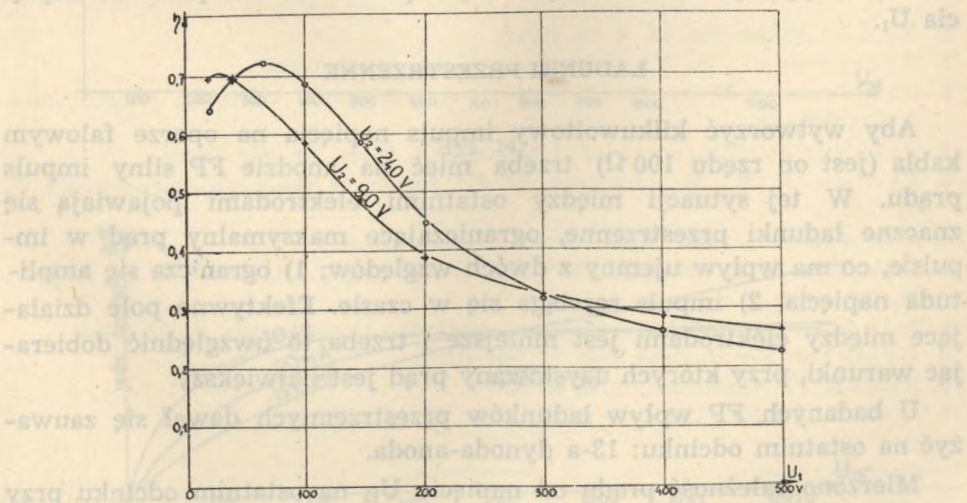
Rys. 11.

styki  $J_a(U_i)$  zdejmowano przy oświetleniu stałym, a nie impulsowym, aby uniknąć zniekształceń przy przepływie dużych ładunków. Prąd stabilizatora utrzymywano w pobliżu 1 mA; napięcie zasilające wynosiło ok. 3000 V. Prąd anodowy wywołany przez oświetlenie fotokatody nie-odżarzoną lampką 6 V nie przekraczał kilku  $\mu$ A. Prąd tego rzędu, oddziałując na dzielnik nie mógł wpłynąć na zmianę rozkładu napięć na elektrodach.

Krzywe  $I_a(U_1)$  dla  $\Phi\Xi Y-19$  i  $\Phi\Xi Y-33$  przedstawione są na rys. 10 i 11. Krzywa z rys. 11 ma przebieg płaski już powyżej  $U_1 = 100$  V, podczas gdy, jak wiadomo, współczynnik emisji wtórnej  $\sigma$  dla katod Sb-Cs rośnie aż do napięcia 700 V. Wynika stąd, że równocześnie ze wzrostem  $U_1$  musi pogarszać się ogniskowanie i straty równoważą przyrost emisji. Można przypuszczać, że pogorszenie się ogniskowania ze wzrostem na-



Rys. 12.



Rys. 13.

pięcia spowodowane jest przez działanie cylindra przyspieszającego. Oddziaływanie powinno być więc najsilniejsze u brzegów fotokatody. Dla sprawdzenia wykonano dodatkowe pomiary  $I_a(U_1)$  osobno dla części centralnej i osobno dla brzegów katody (rys. 12). Oświetlana powierzchnia środkowa i brzegowa stanowiły połowę powierzchni katody.

Można przyjąć, że zbieranie elektronów z części centralnej jest zawsze bliskie 100%, tzn. krzywa  $I_{a\text{środk.}}$  powtarza zależność  $\sigma(U_1)$ . W ten sposób podzielenie funkcji  $I_{a\text{brzeg.}}$  przez  $I_{a\text{środk.}}$  podaje zależność ogniskowania  $\eta$  od  $U_1$ . Krzywe  $\eta(U_1)$  przedstawione są na rys. 13. Napięcie optymalnego ogniskowania  $U_{1\text{opt.}}$  jest bardzo niewielkie i nie daje się pogodzić z wymaganiami co do czasu przelotu i co do amplitudy impulsów.  $U_{1\text{opt.}}$  zależy od napięcia  $U_2$ . Im większe jest oddziaływanie pola diaphragma-dynoda 1 w obszarze nad diaphragmą, tym bardziej dogodne warunki ogniskowania przesuwają się w stronę większych  $U_1$ . Widać to z porównania krzywych z rys. 13. Można więc sytuację częściowo poprawić przez użycie możliwie dużych napięć  $U_2$ , co z kolei nie godzi się z ogniskowaniem na drugim odcinku, które jako funkcja  $U_2$  przechodzi przez maksimum (wprawdzie płaskie) przy  $U_2 = 100\text{--}150\text{ V}$ .

Czynniki związane z rozrzutem czasu przelotu i ogniskowaniem na pierwszym odcinku znajdują swe odbicie w krzywych na rys. 8. W obszarze, gdzie czas przelotu zmienia się znacznie z napięciem ( $U_1 < 300\text{ V}$ ) obserwuje się poszerzenie krzywych koincydencji, zaś w pobliżu  $U_{1\text{opt.}}$  mimo jego b. niewielkiej wartości krzywe są wyraźnie węższe — zdolność rozdzielcza większa. Zjawisko to obserwowano u wszystkich badanych egzemplarzy  $\Phi\Theta Y\text{-}33$ . W  $\Phi\Theta Y\text{-}19$  przebieg zjawisk jest typowy: zdolność rozdzielcza spada wraz ze spadkiem napięcia  $U_1$ .

#### ŁADUNKI PRZESTRZENNE

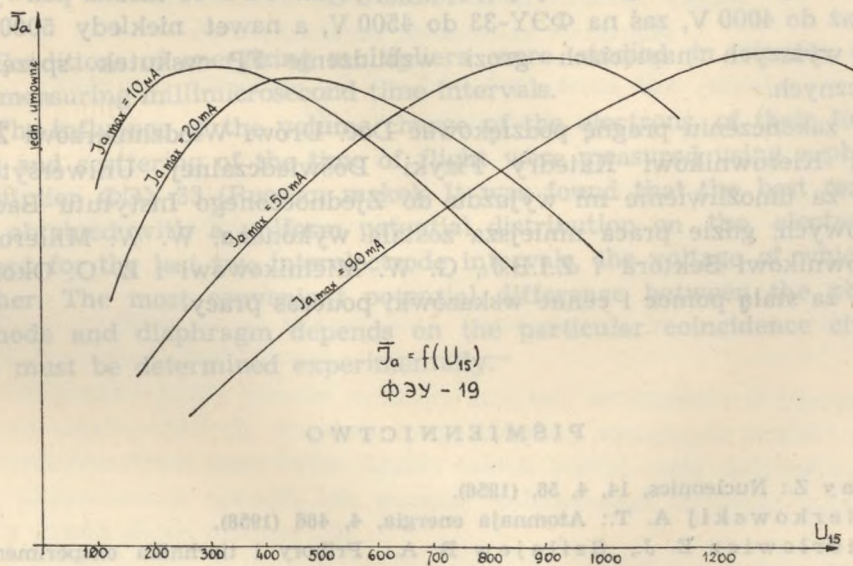
Aby wytworzyć kilkuwoltowy impuls napięcia na oporze falowym kabla (jest on rzędu  $100\ \Omega$ ) trzeba mieć na anodzie FP silny impuls prądu. W tej sytuacji między ostatnimi elektrodami pojawiają się znaczne ładunki przestrzenne, ograniczające maksymalny prąd w impulsie, co ma wpływ ujemny z dwóch względów: 1) ogranicza się amplituda napięcia, 2) impuls rozciąga się w czasie. Efektywne pole działające między elektrodami jest mniejsze i trzeba to uwzględnić dobierając warunki, przy których uzyskiwany prąd jest największy.

U badanych FP wpływ ładunków przestrzennych dawał się zauważyć na ostatnim odcinku: 13-a dynoda-anoda.

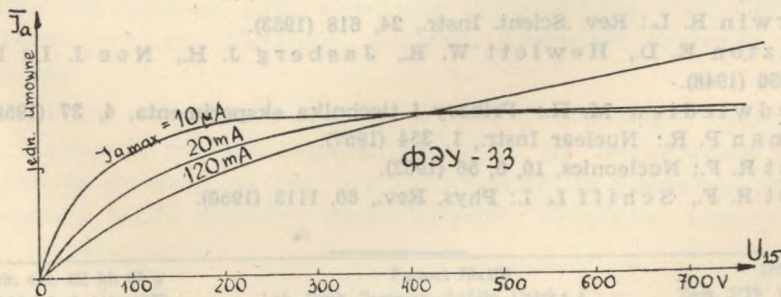
Mierzono zależność prądu od napięcia  $U_{15}$  na ostatnim odcinku przy różnej amplitudzie impulsów. Katodę oświetlano scyntylicjami w stil-

benie pod działaniem promieni  $\gamma\text{Co}^{60}$ , prąd anodowy mierzono jako średni, po przecalkowaniu obwodem o stałej czasowej  $RC = 10$  sek. Amplitudę impulsów regulowano przy pomocy zmian ogólnego napięcia zasilającego.

Na rys. 14 przedstawiającym funkcję  $I_a(U_{15})$  w FP  $\Phi\Xi\Upsilon-19$  widoczne jest wzrastanie optymalnego napięcia  $U_{15}$  ze wzrostem amplitudy impulsów. Udoskonalona przez wprowadzenie siatek konstrukcja  $\Phi\Xi\Upsilon-33$  powinna osłabić wrażliwość FP na ładunki przestrzenne. Jak wskazują krzywe z rys. 15 poprawa jest niewielka. Można to tłumaczyć słabym działaniem ostatniej siatki — posiada ona potencjał anody, a przez analogię do poprzednich odcinków powinna mieć jeszcze niższy



Rys. 14.



Rys. 15.

Maksymalne prądy szczytowe w impulsie, jakie udało się uzyskać z  $\Phi\Theta Y-33$  dochodziły do 400 mA.

Pomiary ogniskowania elektronów na poszczególnych odcinkach FP, przeprowadzone podobnie jak opisane powyżej pomiary dla odcinka katoda-diafragma wykazały, że dla  $\Phi\Theta Y-33$  najbardziej odpowiedni jest równomierny dzielnik napięcia z tym, że odcinki skrajne winny mieć napięcia zwiększone. Proponowany rozkład napięć na odcinkach jest następujący:

$$x - 1 - 1 - \dots - 1 - 2,5 - 5$$

$x$  oznacza, że napięcie katoda-diafragma należy dobierać indywidualnie dla każdej konkretnej aparatury CC.

Dla uzyskania silnych impulsów napięcia na  $\Phi\Theta Y-19$  można podwyższyć aż do 4000 V, zaś na  $\Phi\Theta Y-33$  do 4500 V, a nawet niekiedy 5000 V. Przy wyższych napięciach grozi wzbudzenie FP wskutek sprzężeń optycznych.

W zakończeniu pragnę podziękować Doc. Drowi Włodzimierzowi Żukowi, Kierownikowi Katedry Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu MCS za umożliwienie mi wyjazdu do Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych, gdzie praca niniejsza została wykonana, W. W. Millerowi, Kierownikowi Sektora 7 Z.I.B.J., G. W. Mielnikowowi i E. O. Okonowowi za stałą pomoc i cenne wskazówki podczas pracy.

#### P I Ś M I E N N I C T W O

1. Bay Z.: Nucleonics, 14, 4, 56, (1956).
2. Bierkowskij A. T.: Atomnaja energia, 4, 466 (1958).
3. Bierłowicz E. J., Szilajew B. A.: Pribory i technika eksperimenta, 1, 62 (1958).
4. Fischer J., Marshall J.: Rev. Scient. Instr., 23, 417 (1952).
5. Frołow A. M., Woronkow W. P.: Pribory i technika eksperimenta, 3, 40 (1957).
6. Garwin R. L.: Rev. Scient. Instr., 24, 618 (1953).
7. Ginzton E. D., Hewlett W. R., Jasberg J. H., Noe I. L.: P.I.R.E., 36, 956 (1948).
8. Miedwiediew M. H.: Pribory i technika eksperimenta, 4, 37 (1958).
9. Orman P. R.: Nuclear Instr., 1, 354 (1957).
10. Post R. F.: Nucleonics, 10, 6, 56 (1952).
11. Post R. F., Schiff L. I.: Phys. Rev., 80, 1113 (1950).

## РЕЗЮМЕ

Выполнены измерения для определения оптимального режима питания ФЭУ для получения минимального разрешающего времени совпадательных схем.

Исследовался умножитель типа ФЭУ 33: оценивалось разброс времен пролета, фокусировку электронов, влияние пространственных зарядов. Оказалось, что для ФЭУ — 33 оптимален равномерный делитель, с тем, что напряжение катод-диафрагма подбирается индивидуально для конкретной аппаратуры СС.

## SUMMARY

Conditions of energizing multipliers were studied in circuits used for measuring millimicrosecond time intervals.

The influence of the volume charge of the electrons, of their focusing and scattering of the time of flight were measured using a photomultiplier ФЭУ-33 (Russian make). It was found that the best results are obtained with a uniform potential distribution on the electrodes, except for the last two interelectrode intervals, the voltage of which is higher. The most convenient potential difference between the photocathode and diaphragm depends on the particular coincidence circuit and must be determined experimentally.

