

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*



Podręcznik do przedmiotu:

Detekcja Promieniowania Jądrowego

Autor: Adam Kisiel



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Projekt współfinansowany ze środków Unii Europejskiej w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego
Program Operacyjny Kapitał Ludzki

Spis treści

1. Wprowadzenie.....	3
2. Oddziaływanie cząstek elementarnych z materią.....	4
3. Detektor jako narzędzie badawcze.....	5
4. Mierzalne efekty oddziaływania promieniowania z materią.....	40
5. Komory jonizacyjne.....	66
6. Detektory półprzewodnikowe.....	82
7. Scyntylatory.....	104
8. Liczniki kaskad jako kalorymetry.....	125
9. Detektory promieniowania Czerenkowa.....	150

1. Wprowadzenie

Podręcznik powstał jako wynik przygotowania i prowadzenia wykładu „Detekcja Promieniowania Jądrowego” na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej. Jest on prowadzony dla studentów studiów II stopnia na specjalnościach Fizyka Jądrowa i Fizyka Medyczna. Stąd koncentruje się na problematyce detekcji o pomiarów promieniowania jądrowego spotykanego w tych dwóch obszarach.

2. Oddziaływanie cząstek elementarnych z materią

Skrót

Oddziaływanie cząstek elementarnych z materią zostało opisane w równoległym podręczniku prof. Jana Pluty.

3. Detektor jako narzędzie badawcze

Skrót

W tym rozdziale omówimy, co rozumiemy pod pojęciem „detektor promieniowania”. Zdefiniujemy zarówno rodzaje promieniowania, którymi będziemy się zajmować, jak i to z jakich części składa się detektor. Podkreślimy, że detektor promieniowania to pojęcie niezwykle szerokie i należy je uszczegółowić dla naszych potrzeb.

Celem rozdziału jest zdefiniowanie pojęć, których będziemy używać przy opisie detektorów. Podamy szereg ogólnych charakterystyk, które można zdefiniować dla każdego detektora, oraz takich które mają sens jedynie w konkretnych przypadkach. Wprowadzimy takie ogólne pojęcia jak wydajność, czas martwy układu, zdolność rozdzielcza czy szumy i zagadnienie tła pomiarowego. Omówimy procedury którym należy poddać każdy detektor zanim uzyskamy wiarygodny pomiar, czyli kalibrację, oraz procedurę pozycjonowania detektora („alignment”). Wspomnimy również o problemie wyzwiania pomiaru („trigger”).

2.1. O jakich detektorach będziemy mówić?

Detektor promieniowania można zdefiniować jako dowolne urządzenie które na pojawienie się promieniowania odpowiada generacją efektu mierzalnego. Jest to definicja bardzo szeroka, w jej rozumieniu detektorem jest np. oko ludzkie, telewizor czy odbiornik radiowy. Pierwszy generuje sygnał elektryczny w nerwie wzrokowym w odpowiedzi na fotony, drugi generuje sygnał widzialny pod wpływem fal elektromagnetycznych o większej długości fali, trzeci z kolei dokonuje konwersji fal radiowych na sygnał dźwiękowy. Omówienie tak szerokiego zakresu przyrządów wykraczałoby znacznie poza zakres tego podręcznika, dlatego musimy tę definicję zawęzić i uszczegółowić.

Będziemy się zajmowali detektorami promieniowanie jądrowego, czyli dowolnego typu promieniowania powstającego w wyniku przemian jądrowych. Będą to więc zarówno kwanty promieniowanie elektromagnetycznego o energii powyżej kilku MeV (nazywane zwyczajowo „promieniowaniem gamma” lub po prostu „kwantami gamma”), elektrony o podobnych energiach oraz wszelkie cięższe cząstki naładowane, takie jak leptony mi (miony), protony i wszelkie

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

nietrwale hadrony powstające w wyniku reakcji jądrowych. Oddzielnym zagadnieniem będzie detekcja neutronów, czyli nienaładowanych hadronów. Omówimy również najbardziej wymagające pod względem detekcji cząstki, t.j. neutrino.

Rozważmy także co oznacza stwierdzenie „efekt mierzalny”? W najbardziej ogólnym rozumieniu jest to dowolny efekt który możemy zarejestrować naszymi zmysłami, czyli np. efekt widzialny lub słyszalny. Przystawimy kilka przykładów detektorów, które generują takie właśnie efekty, odbieralne bezpośrednio. Zauważmy jednak, że detektor jest użyteczny tylko wtedy kiedy można przeprowadzić przy jego pomocy pomiar. Dla prostych obserwacji pomiarem jest sam fakt zarejestrowania danego procesu lub zliczenie tych wystąpień w przedziale czasowym. Do takich pomiarów istotnie wystarczą proste przyrządy, dla których odczyt dokonywany jest bezpośrednio przez nasze zmysły. Jednak w większości przypadków „pomiar” oznacza ilościową charakterystykę zjawiska. Tutaj nie wystarczy już po prostu zaobserwować błysk, czy usłyszeć wyładowanie. Należy zmierzyć ich natężenie oraz określić niepewność takiego pomiaru. Najbardziej rozwiniętą techniką pomiarową jest obróbka sygnałów elektrycznych. Detektory promieniowania budujemy więc w ten sposób, by w odpowiedzi na promieniowanie jądrowe generowały sygnał elektryczny, który jest następnie mierzony przez elektroniczne układy pomiarowe.

Zwrócimy też uwagę na kolejną komplikację pomiarów, wynikającą z rozwoju technologii i lawinowego wzrostu generowanych przez detektory informacji. W ogólności sygnał elektryczny możemy odczytywać analogowo i tak też określać jego niepewność. W praktyce jednak systemy elektroniczne i komputerowe rozwinęły się w ostatnich dziesięcioleciach tak bardzo, że w przygniatającej większości przypadków całkowicie wyparły analogową analizę sygnałów. Z jednej strony wprowadza to do naszego pomiaru dodatkową komplikację, czyli konieczność konwersji sygnału analogowego na cyfrowy. Ograniczenia i zagrożenia wynikające z tego procesu omówimy bardziej szczegółowo w dalszej części tego rozdziału. Z drugiej strony zbieranie danych w formacie nadającym się do obróbki cyfrowej pozwala na ogromne zwiększenie możliwości pomiarów, pod względem ich częstotliwości, ilości danych możliwych do zapisu, osiągalnej dokładności i wielu innych aspektów. W ostatecznym rozrachunku umieszczenie komputera na końcowym etapie procesu pomiarowego daje znacznie więcej korzyści niż zagrożeń, w szczególności gdy podejmiemy dodatkowe kroki aby te zagrożenia zminimalizować.

Podsumowując w tym podręczniku zajmiemy się głównie omawianiem detektorów promieniowania jądrowego, które generują mierzalny efekt elektryczny, który następnie poddajemy

obróbce cyfrowej. Podamy też kilka przykładów detektorów, które nie zawierają się w tej definicji, podkreślając jakie specjalne właściwości procesów, które mierzą, lub ich zastosowań wymagają odejścia od ogólnego schematu.

Klasyfikacja detektorów promieniowania

Detektor promieniowania w rozumieniu definicji podanej w poprzednim podrozdziale to urządzenie specjalistyczne, używane do mierzenia procesów które nie występują w naturze powszechnie. Poza tym definicja promieniowania jądrowego jest tak szeroka, że obejmuje ogromną klasę zjawisk – co najmniej kilkanaście rodzajów cząstek mierzonych, o energii od kilku MeV do TeV, czyli różną o kilka rzędów wielkości. Nie istnieją technologie pomiarowe, które pozwalają na jednoczesny badanie tych wszystkich efektów, w tak szerokim spektrum amplitudy sygnału w jednym detektorze. Konieczny jest więc dobór technologii pomiarowej oraz konstrukcji detektora do konkretnego problemu fizycznego, który chcemy rozwiązać. Biorąc pod uwagę różnorodność problemów, z którymi się stykamy oraz zmienność dodatkowych czynników zewnętrznych wpływających na pomiar, rzadko zdarza się, by detektor zbudowany do pewnego rodzaju pomiarów nadawał się bez modyfikacji do zastosowania w innej sytuacji.

Wynika z tego, że detektory promieniowania jądrowego są bardzo często konstrukcjami unikalnymi. Dlatego trudno jest wprowadzić sztywną klasyfikację detektorów, w której każda konstrukcja należałaby jednoznacznie tylko do jednej klasy. W dalszej części tego rozdziału i tego podręcznika kilka takich klasyfikacji podamy, należy jednak zawsze pamiętać, że są to podziały dość umowne, a detektory najbardziej nowatorskie zwykle takim klasyfikacjom umykają, lub tworzą własne kategorie.

Oczywiście istnieją przypadki, które są na tyle powszechne i dobrze zdefiniowane, że pozwalają na masową produkcję detektorów o podobnej konstrukcji. Jest tak np. w przypadku dozymetrii czy niektórych detektorów promieniowania stosowanych w medycynie. Omówimy również takie zastosowania detekcji promieniowania.

Części składowe detektora

Detektor promieniowania można w najbardziej ogólnym rozumieniu podzielić na trzy części. Do tego podziału będziemy się często odnosić w dalszej części podręcznika. Pierwszym elementem jest tzw. część aktywna detektora. Jest to substancja, która jest dobrana w taki sposób, by generować efekt mierzalny gdy promieniowanie przeniknie przez nią. Podkreślmy tutaj, że przeniknięcie wymaga tego, by cząstka się w detektorze poruszała, tzn. miała niezerową prędkość a więc i energię kinetyczną. To właśnie część tej energii kinetycznej jest oddawana ośrodkowi, np. poprzez jeden z procesów opisanych w rozdziale 1. Następnie ta energia jest konwertowana na inną postać, np. jonizację ośrodka lub emisję fotonu w procesie scyntytacji. Te efekty z kolei mogą zostać zmierzone, t.j. przekształcone na efekt elektryczny.

Drugim elementem detektora jest układ przetwarzania sygnału. Jego zadaniem jest obróbka efektu mierzalnego (najczęściej sygnału elektrycznego) w taki sposób, aby powstał pomiar, t.j. pewna wartość liczbowa. W większości przypadków oznacza to dyskretyzację sygnału analogowego, a następnie jego przekazania do komputera. Zauważmy tutaj, że dalsza obróbka cyfrowego zapisu pomiaru często powinna być traktowana jako integralny etap procesu pomiarowego. W szczególności w wielu przypadkach jest ona niezbędna do prawidłowej oceny niepewności pomiaru, bez której cały proces byłby niepełny. Podkreślmy, że sygnał przekształcony na ciąg zero-jedynkowy jest czystą informacją i może być przetwarzany na dowolnym urządzeniu cyfrowym, które nie musi być w żaden sposób fizycznie związane z częścią aktywną detektora. W nowoczesnych eksperymentach w fizyce wysokich energii często zdarza się wręcz, że znajduje się ono po przeciwnej stronie kuli ziemskiej!

Ten przykład pokazuje wyraźnie umowny charakter podziału detektora na części składowe. Część odpowiedzialna za obróbkę sygnału nie musi być fizycznie częścią detektora. Można by nawet twierdzić, że za obróbkę odpowiada nie samo urządzenie fizycznie dokonujące obliczeń, czyli najczęściej komputer typu PC, ale oprogramowanie do tego celu napisane. Innymi słowy istotną częścią detektora, który wyobrażamy sobie zwykle jako pewien fizycznie istniejący mechanizm, jest pewien twór będący właściwie tylko informacją, niekoniecznie związany z konkretnym materialnym urządzeniem.

Oprócz tego wiele detektorów promieniowania to urządzenia wielostopniowe, w których sygnał jest wielokrotnie przekształcany z jednej formy energii na inną. W takim przypadku trudno

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

czasem o jednoznacznie przypisanie danej części składowej do „części aktywnej” albo „układu obróbki danych”. Na przykład, czy fotopowielacz, zmieniający fotony powstałe w wyniku scyntytacji na sygnał elektryczny należy jeszcze do „części aktywnej”, czy może jest już „układem obróbki danych”? A co gdy ten sam fotopowielacz służy po prostu do wykrywania fotonów? Pamiętajmy więc, że podział detektora na części składowe ma być jedynie pomocą w ich opisie i ma pozwolić na pewną systematyzację wiedzy o nich, nie powinien nam jednak przesłaniać faktu, że detektor to pewna całość i tak naprawdę istotny jest tylko efekt końcowy, tzn. wynik pomiaru i określenie jego niepewności.

Ostatnią częścią składową są elementy pozadetekcyjne, czyli np. obudowa, konstrukcja mechaniczna, elementy chłodzące, magnesy i elektrody tworzące pole elektryczne i magnetyczne w części aktywnej, osłony radiacyjne i inne. Często jeden element łączy w sobie wiele funkcji, np. w komorach projekcji czasowej obudowa jest jednocześnie elementem konstrukcyjnym, ciśnieniowym i szczelnym pojemnikiem zawierającym gaz oraz klatką elektromagnetyczną kształtującą pole elektryczne wewnątrz. Pamiętajmy, że elementy te, choć nie uczestniczą bezpośrednio w kształtowaniu sygnału, mogą mieć znaczący wpływ na własności detektora. Dobrym przykładem są osłony radiacyjne, które poprzez pasywne zatrzymanie niektórych typów cząstek elementarnych pozwalają na wyznaczenie istotnych charakterystyk promieniowania które przez nie przechodzi. Otóż skoro wiemy, że dany typ cząstek na pewno zostanie zatrzymany przed częścią aktywną detektora, to z kolei cząstki które tam już dotrą na pewno nie są tego właśnie rodzaju, czyli jesteśmy w stanie przynajmniej częściowo zidentyfikować cząstkę, co często jest właśnie istotą pomiaru.

Ze względu na swoje funkcje, zarówno część aktywna jak i część pozadetekcyjna układu pomiarowego stawia często szczególne wymagania materiałowe. W przypadku części aktywnej jest to oczywiste – należy wybrać taki materiał, w którym występują interesujące nas efekty oddziaływania promieniowania mierzonego z materiałem, takie jak opisane w rozdziale 1. W przypadku części nieaktywnej należy zwracać uwagę na szerokie spektrum własności, np. wytrzymałość mechaniczną, małą masę, małą podatność na reakcje jądrowe, odporność na pola elektryczne i magnetyczne oraz wiele innych, często związanych z unikalnymi warunkami pomiarowymi. Kluczowym czynnikiem jest też koszt samego materiału oraz procesu produkcyjnego.

Istotne charakterystyki detektora

W tym podrozdziale podamy kilka podstawowych charakterystyk detektorów, które pozwalają na ocenę przydatności i jakości danej konstrukcji. Zwrócimy uwagę które własności są istotne dla danego rodzaju pomiaru. Rozważania rozpoczniemy od określenia, że wynikiem działania detektora jest nie tylko wartość pomiarowa zwrócona przez przyrząd, równie istotna jest niepewność tej wielkości. To właśnie wielkość niepewności daje najlepszą informację o jakości detektora. Dlatego musimy omówić ten problem szczegółowo.

W Tabeli 1. podano przykładowe typy wykonywanych pomiarów i związane z nimi istotne charakterystyki detektorów. Najprostszym typem jest zwykle stwierdzenie, czy w danym czasie przez objętość detektora przeniknęła cząstka. Naturalnym rozszerzeniem jest zliczenie aktów detekcji w pewnym odcinku czasu. W pierwszym przypadku musimy znać wydajność detekcji, czyli prawdopodobieństwo, że cząstka przelatująca przez detektor wywoła efekt mierzalny. Wydajność jest jedną z najważniejszych charakterystyk detektorów i jest istotna praktycznie dla wszystkich typów. Dlatego zostanie omówiona w osobnym podrozdziale. Z kolei zliczanie cząstek jest już pomiarem będącym kombinacją dwóch wielkości mierzonych – zero-jedynkowej informacji o przelocie cząstki i przedziału czasowego. Dla tej kombinacji ważną charakterystyką detektora jest tzw. „czas martwy”, tzn. czas w którym dany detektor jest nieaktywny po wykryciu cząstki. Występuje on np. dla liczników Geigera-Muellera, w których wykrywana cząstka powoduje lawinowe wyładowanie i spadek napięcia na okładkach detektora – czas martwy to czas potrzebny na odbudowanie tego napięcia.

Wielkość badana	Wielkość mierzona	Istotne parametry detektora
Detekcja (jest/nie ma)	Liczba zliczeń	Wydajność, czas martwy
Pomiar energii	Energia E	Energetyczna zdolność rozdzielcza σ_E/E
Pomiar pozycji (toru)	Pozycja X,Y,Z	Przestrzenna zdolność rozdzielcza
Pomiar czasu	Czas t	Czas martwy układu
Pomiar czasu przelotu	Czas t – czas t_0	Zdolność rozdzielcza σ_t
Identyfikacja	różne	Zdolność rozróżnienia cząstek
Prędkość, pęd	Zakrzywienie toru w polu mag., czas przelotu, i inne	Zdolność rozdzielcza σ_p

Tab. 3.1 Najważniejsze wielkości badane i związane z nimi pomiary oraz ich niepewności

W detekcji promieniowania można wykorzystywać pomiar czasu w inny sposób, poprzez tzw. pomiar czasu przelotu. W tym celu należy znać czas początkowy (zwykle jest to moment zajścia reakcji jądrowej) oraz moment, w którym cząstka wyprodukowana w tym procesie dotrze do detektora. Znając również odległość pomiędzy miejscem zajścia reakcji i detektorem można obliczyć prędkość cząstki. Dla takiego pomiaru istotną charakterystyką detektora jest niepewność pomiaru czasu.

Analogiczna sytuacja występuje w przypadku pomiaru punktu przejścia cząstki, którego naturalnym uogólnieniem jest pomiar toru przelotu (czyli zbioru wielu kolejnych punktów przejścia). Tu również istotna jest niepewność wyznaczenia pozycji.

Niepewność wyznaczenia czasu lub pozycji (potocznie nazywana „rozdzielczością”, lub mniej poprawnie „błędem”) w detektorze jest często utożsamiana ze zdolnością rozdzielczą. Istotnie są to wielkości ściśle powiązane, ale nie tożsame. Niepewność pomiaru można określić nawet dla sygnału pochodzącego od pojedynczej cząstki. Mówi nam ona jaka jest niedokładność wyznaczenia danej wielkości i zwykle zakłada się że jest to niepewność statystyczna, czyli opisana rozkładem normalnym. Natomiast zdolność rozdzielcza to zdolność rozróżnienia sygnałów pochodzących od dwóch lub więcej cząstek. Na przykład dla pomiaru punktu przejścia cząstki mówi nam ona jak daleko od siebie w detektorze muszą się znaleźć dwie cząstki, aby sygnały od nich zostały zarejestrowane jako dwa niezależne zdarzenia. W oczywisty sposób niepewność pomiaru determinuje zdolność rozdzielczą. Można bezpiecznie założyć że sygnały obarczone niepewnością statystyczną, odległe od siebie o więcej niż trzykrotność niepewności (3 sigma) są rozróżnialne – to

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

stanowi definicję zdolności rozdzielczej. Jednak stosując bardziej zaawansowane techniki analizy danych, np. odpowiednie dopasowania krzywych teoretycznych do kształtu impulsu można tę odległość zmniejszyć. Dlatego zależność pomiędzy rozdzielczością i zdolnością rozdzielczą, choć silna i bezpośrednia, nie może być podana *explicite* w sposób ogólny.

Pomiar energii cząstki może się odbywać na kilka sposobów, tu skoncentrujemy się tylko na takim pomiarze, który wymaga całkowitego zatrzymania cząstki w detektorze. Rozdzielczość energetyczna w takim przypadku jest wielkością determinowaną przez procesy statystyczne odpowiadające za depozycję energii. W związku z tym rozdzielczość względna σ_E/E ma unikalną właściwość zmniejszania się wraz ze zwiększaniem energii cząstki.

W bardziej zaawansowanych detektorach mierzone charakterystyki cząstek nie ograniczają się do podstawowych wielkości wymienionych powyżej. Często pomiary podstawowe różnego rodzaju są łączone ze sobą, lub z wynikami pomiarów z innych detektorów wchodzących w skład tego samego zestawu badawczego. W efekcie otrzymuje się bardziej szczegółową informację o cząstce. Jednym z przykładów jest pomiar pędu cząstki poprzez połączenie informacji o jej torze przelotu, jej ładunku oraz wartości pola magnetycznego, które zakrzywia tor lotu. W takich przypadkach rozdzielczość detektora wynika z nietrywialnej kombinacji poszczególnych rozdzielczości oraz samego procesu obliczania wartości pochodnej.

Dotychczas opisywaliśmy rozdzielczość pomiarową dla własności cząstek, które można opisać wartościami liczbowymi, takich jak pęd, prędkość, energia itp. Często chcemy jednak określić jakiego typu jest dana cząstka, to jest zidentyfikować ją. Wynikiem pomiaru jest wtedy typ cząstki, (pion, kaon, mion, neutron, itd.), lub przynajmniej jej przynależność do jednej z klas cząstek (lepton lub barion, mezon lub barion, cząstka naładowana lub neutralna, itp.). W takim przypadku nie da się zdefiniować rozdzielczości w rozumieniu poprzednich paragrafów, bo nie ma wartości liczbowej, do której można by przypisać niepewność statystyczną. Jednak nie oznacza to, że pomiar nie jest obarczony niepewnością. W takim przypadku podaje się zwykle z jakim prawdopodobieństwem możemy twierdzić, że zidentyfikowaliśmy cząstkę. Miarą niepewności jest wtedy np. procent cząstek błędnie zidentyfikowanych. Może to być albo błąd typu „fałszywa identyfikacja” czyli błędne zidentyfikowania cząstki typu B jako cząstki szukanego typu A, albo błąd typu „pominięcie cząstki prawdziwej”, czyli nie wykrycie, że dana cząstka jest właśnie szukanego typu A.

Wydajność detekcji

Miarą dobroci detektora jest wydajność detekcji zdefiniowana jako:

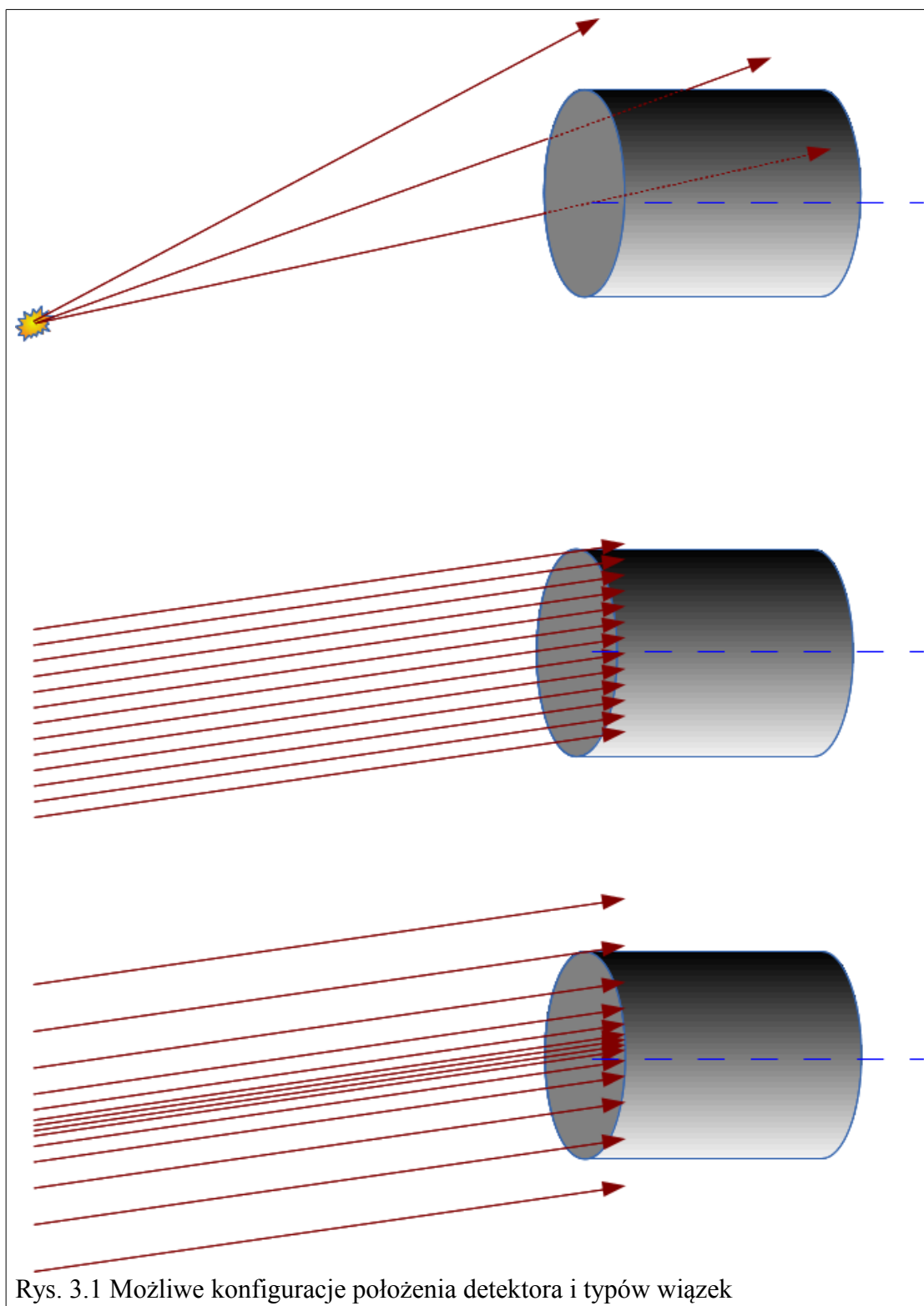
$$\eta = \frac{N}{S} \quad (3.1)$$

gdzie S to siła źródła rozumiana jako liczba wyemitowanych cząstek, a N to liczba cząstek poprawnie zarejestrowanych, w jednostce czasu. Jest to niezwykle istotna własność, którą należy znać w przypadku każdego detektora. Wielkość S to wielkość, którą chcemy ostatecznie zmierzyć przy pomocy naszego detektora, jest więc ona z definicji nieznana. Wynika z tego jasno, że wydajności nie da się wyznaczyć w trakcie samego pomiaru, musi być ona wyznaczona zawczasu. Proces jej wyznaczania może być dużym wyzwaniem, dlatego omawiamy ten problem szczegółowo w dalszej części książki.

Na ogólną wydajność detektora wpływa wiele czynników związanych z samym detektorem, jego otoczeniem oraz źródłem emitującym promieniowanie. Na rys. 3.1 przedstawiono schematycznie źródło, emitowane przez nie promieniowanie oraz detektor, do którego ono dociera. Widać, że część promieniowania w ogóle nie dociera do części aktywnej detektora, nie ma więc żadnej możliwości aby ta jego część została zarejestrowana. Możemy więc wprowadzić geometryczny współczynnik wydajności G , równy prawdopodobieństwu, że promieniowania fizycznie dotrze do chociażby części materiału aktywnego detektora. W najprostszym przypadku pokazanym na rys. 1 można by było wyznaczyć ten współczynnik jako:

$$G = \frac{S \cos \theta}{4 \pi h^2} \quad (3.2)$$

gdzie S to powierzchnia detektora, θ to kąt, pomiędzy prostą normalną do tej powierzchni a kierunkiem padania promieniowania, a h to odległość od źródła do detektora. Jest to wzór, który stosuje się tylko w szczególnym przypadku źródła promieniującego izotropowo. Nawet ta zależność jest przybliżona, bardziej poprawnie byłoby wziąć pod uwagę również fakt, że różne części powierzchni S znajdują się w różnej odległości od źródła. I nie można tu zastosować przybliżenia, że detektor znajduje się „daleko” od źródła – w takim przypadku rejestrowałby niepraktycznie małą część promieniowania.



Ze wzoru (3.2) wynika, że dokładna znajomość rozmiarów detektora (z których wylicza się, między innymi, powierzchnię S) jest kluczowa do wyznaczenia wydajności. Równie istotna jest znajomość odległości h od źródła do detektora, czy też bardziej ogólnie jego położenia oraz

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

dokładnej orientacji w przestrzeni, która może wpływać na kąt θ . W najbardziej ogólnym przypadku musimy więc znać wszystkie sześć współrzędnych opisujących położenie detektora (trzy współrzędne przestrzenne, trzy kąty obrotu). Gdy składa się on z wielu niezależnych części, z których każda może być niezależnie pozycjonowana – to zdarza się często dla detektorów półprzewodnikowych – już sam pomiar dokładnego ich położenie i orientacji stanowi wyzwanie. Procedura wyznaczania tych wielkości to „alignment” (brak dobrego polskiego odpowiednika, zbliżone terminy to „pozycjonowanie” lub „justowanie”), opisane w dalszej części tego rozdziału.

Na rys. 3.1 widać, że każdy z promieni, przenikając przez detektor, może przebyć w nim inną drogę. Jest tak nawet w przypadku promieni poruszających się równolegle do siebie. Problem może się dodatkowo skomplikować, gdy promieniowanie zmienia kierunek ruchu pod wpływem oddziaływania z materiałem aktywnym, obudową detektora, lub innymi częściami układu detekcyjnego. Znajomość drogi przebytej przez dany promień (cząstkę) w części aktywnej jest kluczowa, gdyż prawdopodobieństwo wywołania przez cząstkę efektu mierzalnego zwykle od tej drogi zależy (i to niekoniecznie liniowo). Drogi tej nie da się wyznaczyć dla każdej cząstki oddzielnie ze względu na stochastyczny charakter oddziaływania promieniowania z materią, stąd zwykle określa się jedynie rozkład prawdopodobieństwa, że cząstka przebędzie daną odległość w detektorze. Rozkład ten jest w ogólności funkcją kąta padania promieniowania, miejsca w którym wnika ono do detektora, a także rodzaju i energii początkowej cząstki.

Na rys. 3.1 pokazano schematycznie trzy najczęściej spotykane scenariusze geometrycznego przebiegu promieni. Gdy źródło jest blisko w porównaniu z rozmiarami detektora, należy stosować wzór (3.2) zakładający izotropowe rozchodzenie się promieniowania. Taki przypadek zachodzi np. dla laboratoryjnych źródeł promieniotwórczych. Drugi przypadek to prostoliniowo rozchodzące się promieniowanie o jednorodnym natężeniu. Zachodzi on dla źródeł znajdujących się daleko od detektora, np. dla neutronów słonecznych widzianych z Ziemi. Istotna w tym przypadku jest powierzchnia przekroju detektora przez powierzchnię prostopadłą do kierunku rozchodzenia się promieniowania. Trzeci przypadek to skolimowana wiązka cząstek, jaką uzyskuje się w akceleratorach lub w reaktorach atomowych. Wtedy istotne są wszystkie parametry ustawienia detektora: jego położenie względem środka wiązki, jego nachylenie względem kierunku jej biegu, a także pole powierzchni przekroju w stosunku do rozmiaru wiązki.

Położenie źródła S często nie jest znane. Czasem należy je wyznaczyć z samego pomiaru. Sytuacja taka zachodzi np. w zderzaczach takich jak Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), czy

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Large Hadron Collider (LHC), gdzie miejsce zajścia reakcji jądrowej (a więc źródło cząstek rejestrowanych w detektorach) jest losowe dla każdego zderzenia, choć opisane dobrze znanym rozkładem prawdopodobieństwa determinowanym przez przekroje poprzeczne przeciwbieżnych wiązek. W takim przypadku pomiar położenia źródła jest dodatkowym źródłem niepewności wyznaczenia geometrycznego współczynnika wydajności G .

Detektory mogą być umieszczone w polu magnetycznym. Wtedy do określenia G dla cząstek naładowanych należy brać pod uwagę zakrzywienie ich toru, co powoduje że G staje się w ogólności zależne od pędu.

Kolejnym parametrem określającym wydajność detekcji cząstek jest współczynnik materiałowy M . Określa on, jak dużo i jakiego typu promieniowania, z tego które może osiągnąć detektor, rzeczywiście dociera do jego części aktywnej. Na M wpływa budowa detektora oraz całego układu detekcyjnego, a w szczególności rodzaj i ilość materiałów, które stoją na drodze geometrycznej pomiędzy źródłem a częścią aktywną detektora. Część aktywna detektora może być przesłonięta przez obudowę z wielu powodów. Gdy materiał aktywny jest gazem lub cieczą, musi się on znajdować w szczelnym, często ciśnieniowym pojemniku. Gdy materiał aktywny jest światłoczuły lub aktywny chemicznie, obudowa musi go izolować od niepożądanych czynników, takich jak zewnętrzne oświetlenie czy powietrze. Materiał aktywny może też być po prostu niewytrzymały mechanicznie i wymagać zewnętrznej konstrukcji.

Buduje się również detektory, w których ekranowanie jest stosowane celowo. Pierwszym przykładem są detektory par elektron-pozyton powstałych w wyniku konwersji fotonów. Aby taka konwersja mogła zajść, na drodze fotonów musi znajdować się ośrodek materiałny. Drugim przykładem są detektory mionów, które często umieszczane są za grubymi osłonami. Dzięki temu wszystkie inne cząstki naładowane są zatrzymywane przed detektorem, i uzyskujemy pewność, że te które są docierają do części aktywnej i są wykrywane to rzeczywiście miony. Na podobnej zasadzie działają detektory neutrin. Jeszcze innym przykładem są detektory czułe na nukleony. Umieszczenie przed nimi osłony radiacyjnej sprawia, że zatrzymywane są w niej protony, a więc do detektora docierają tylko neutrony. Cały proces umożliwia więc odróżnienie protonów od neutronów, czyli identyfikację cząstek. W zależności od grubości osłony osłabieniu lub całkowitej absorpcji ulegają cząstki o coraz większej energii. Ekranowanie może więc również służyć do selekcji cząstek o odpowiednio dużym pędzie. Oznacza też, że M w ogólności zależy od energii i pędu cząstki.

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Na czynnik materiałowy M wpływa cała konstrukcja detektora, nie tylko materiał znajdujący się geometrycznie pomiędzy źródłem a częścią aktywną. Często bowiem zachodzi do rozproszenia cząstek wylatujących ze źródła i skierowania ich w stronę substancji aktywnej. Jeśli detektor znajduje się w polu magnetycznym (technika często stosowana do wyznaczania pędu cząstki z krzywizny jej toru), to w procesie określenia czynnika M należy oczywiście brać pod uwagę zakrzywienie toru i materiał, który cząstka przemierza na tej drodze. Oba te przypadki można symulować numerycznie przy pomocy tzw. filtru Kalmana. Jest to technika, która pozwala na lepsze oszacowanie toru przelotu cząstki, podlegającej stochastycznym fluktuacjom kierunku ruchu. Ich źródłem jest oddziaływanie cząstki z materiałem (zarówno aktywnym jak i nieaktywnym).

W szacowaniu współczynnika M należy uwzględnić szczegółowy rozkład materii w układzie detekcyjnym. Po raz kolejny uwidacznia się konieczność dokładnej znajomości położenia i orientacji części składowych detektora, czyli procedury „alignment”. Każdy materiał w inny sposób pochłania i odbija promieniowanie. Jako jednostki w rozważaniu tego procesu używa się długości rozpraszania (ang. „radiation length”), oznaczanej symbolem X_0 . Jest to odległość, na jakiej elektron traci $1/e$ swojej energii i jednocześnie $7/9$ średniej drogi swobodnej fotonu. Dla jednorodnego materiału można oszacować X_0 posługując się następującym wzorem:

$$X_0 = \frac{1432,8 \cdot A}{Z(Z+1)(11,319 - \ln Z)} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (3.3)$$

gdzie Z i A to odpowiednio liczba atomowa i masowa materiału. Grubość radiacyjną detektora wyraża się w jednostkach X_0 .

Gdy już upewnimy się, że dana cząstka dotrze do części aktywnej detektora, należy wyznaczyć prawdopodobieństwo R , że będzie ona tam oddziaływała w sposób na tyle wyraźny, że możliwe będzie zmierzenie tego oddziaływania. R jest funkcją rodzaju cząstki i materiału aktywnego, energii cząstki oraz drogi przebytej przez cząstkę w materiale. Dokładny przebieg tej zależności jest zależny od sposobu, w jaki cząstka oddziałuje z materią. Podstawowe mechanizmy oddziaływania zostały opisane w rozdziale 2, sposoby użycia ich do detekcji cząstek są tematem rozdziału 4.

Wykazaliśmy, że przy stochastycznym charakterze oddziaływania oraz przy założeniu, że prawdopodobieństwo oddziaływania R jest dla danej kombinacji cząstki i materiału wolnozmiennie z energią osłabienie wiązki w funkcji grubości materiału d jest opisane zależnością:

$$I = I_0 \exp(-\mu d), \quad (3.4)$$

gdzie μ to współczynnik osłabienia wiązki. Stąd prawdopodobieństwo oddziaływania wynosi:

$$R = \frac{I_0 - I_0 \exp(-\mu d)}{I_0} = 1 - \exp(-\mu d) . \quad (3.5)$$

Gdy dodatkowo warstwa jest cienka można zastosować przybliżony wzór:

$$R \approx \mu d . \quad (3.6)$$

Kluczowym czynnikiem wpływającym na wielkość R jest sposób oddziaływania danej cząstki z materią. Gdy mamy do czynienia z cząstkami naładowanymi, a więc takimi które mogą oddziaływać elektromagnetycznie, do uzyskania rozsądnej wydajności detekcji wystarczą masy substancji aktywnej wyrażone w gramach. Gdy mamy do czynienia z cząstkami nienaładowanymi, ale oddziałującymi silnie, takimi jak neutrony, oddziaływania stają się znacznie rzadsze, gdyż wymagają zbliżenia się do jądra atomowego na odległość porównywalną z jego rozmiarem. W tym przypadku konieczne są kilogramy substancji czulej. W przypadku neutrin, gdy jedynym możliwym oddziaływaniem jest oddziaływanie słabe, potrzebne są tony substancji czulej oraz stosunkowo długie czasy pomiaru.

Ostatnim etapem w procesie pomiarowym jest rejestracja. Jej wydajność D zależy od wielu parametrów całego układu pomiarowego, który przetwarza sygnał powstały w substancji aktywnej na wartość pomiarową, czyli w większości przypadków sygnał cyfrowy. Oto przykłady czynników mających kluczowy wpływ na D :

- Czas martwy detektora, czyli czas po procesie rejestracji, podczas którego układ pomiarowy nie jest czuły na kolejną cząstkę. Zwykle jego występowanie jest spowodowane tym, że proces rejestracji powoduje „wyładowanie” jakiegoś rodzaju i przejście detektora do stanu „nienaładowanego”. Czas martwy to czas potrzebny na powtórne „naładowanie” detektora. Przykładem takiego detektora jest licznik Geigera-Muellera, w którym przelot cząstki wywołuje globalne wyładowanie w komorze i potrzeba czasu na odtworzenie wysokiego napięcia na drucie centralnym. Innym skrajnym przykładem, który pokazuje, że proces „ładowanie” nie musi być konieczny związany z procesami elektrycznymi jest komora ksenonowa. Pomiar w niej zachodzi w przegrzanej cieczy, powstającej pod wpływem gwałtownej zmiany ciśnienia. Powtórne „naładowanie” detektora oznacza w tym przypadku powolny proces mechaniczny sprężający ciecz.

Gdy czas martwy detektora jest mały w porównaniu z oczekiwaną częstotliwością pomiarów, wydajność detekcji D wynosi:

$$D = 1 - \frac{N}{T} \tau , \quad (3.7)$$

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

gdzie τ to czas martwy, N to liczba zliczeń, a T to czas pomiaru. Rzeczywistą liczbę zliczeń można w takim przypadku oszacować jako:

$$n = \frac{N\tau}{T - N\tau} \quad (3.8)$$

Jeśli czas martwy jest duży w porównaniu z oczekiwanym średnim czasem pomiędzy oddziaływaniami, to powyższe wzory nie wystarczają, gdyż należy wziąć pod uwagę również przypadki gdy z powodu czasu martwego nie zostanie zarejestrowane więcej niż jedno zdarzenie na raz. Dodatkowo czas martwy może mieć dwojaki charakter. Cząstka przenikająca detektor w czasie martwym może ten czas wydłużać, lub nie. W krańcowym przypadku zbyt dużej częstości przelotu cząstek i detektora, w którym cząstka przelatująca przez niego wydłuża czas martwy może dojść do tego, że po jednym wyładowaniu detektor pozostaje martwy przez długi czas. Istnieją metody statystyczne pozwalające na uwzględnienie takich sytuacji, jednak z konieczności wprowadzają one dodatkową niepewność systematyczną do pomiaru. Często w przypadku gdy czas martwy jest porównywalny ze średnim odstępem pomiędzy zliczeniami, należy na nowo przemyśleć konfigurację układu detekcyjnego.

- Przy dużych częstościach zdarzeń, gdy przedmiotem pomiaru jest ilość zliczeń należy brać pod uwagę możliwość, że pojedynczy pomiar odpowiada więcej niż jednemu zdarzeniu. Jest to szczególnie istotne dla detektorów binarnych (dających jedynie informację czy typu tak/nie) – należy wtedy oszacować prawdopodobieństwo zajścia koincydencji i odpowiednio zmodyfikować ostateczną ilość zliczeń. Jeśli detektor daje więcej informacji, np. wartość całkowitej energii zdeponowanej, rozróżnienie pojedynczych pomiarów i koincydencji może być możliwe w późniejszej obróbce danych.
- Wiele detektorów, ze względu na swoją konstrukcję, nie jest czułych w sposób ciągły. Wymagają one zewnętrznych sygnałów, które wyzwalają detekcję (ang. „trigger”). Właściwie wszystkie nowoczesne zestawy detekcyjne w fizyce wysokich energii (patrz opis detektorów działających na zderzaczu LHC) działa w ten sposób. W takim przypadku wydajność układu wyzwalającego ma kluczowe znaczenie w wyznaczaniu D . Zagadnienie to będzie wielokrotnie omawiane w dalszej części podręcznika.
- W przypadku detektorów elektronicznych, działających z ogromną częstotliwością (znów patrz detektory na zderzaczu LHC, gdzie częstotliwość możliwych zderzeń jest liczona w MHz) może się okazać, że ilość informacji generowanych przez detektor jest tak ogromna,

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

że przypadki, choć poprawnie zarejestrowane, nie mogą być zapisane ze względu na ograniczenie układu akwizycji i składowania danych. W takich przypadkach stosuje się zaawansowane układy wyzwalania („trigger”), które selekcionują zachowane przypadki, i zachowują tylko część z nich. Procent zachowanych zdarzeń musi być w takim przypadku precyzyjnie kontrolowany i w oczywisty sposób bezpośrednio wpływa na D.

- Naturalnym procesem w każdym detektorze jest istnienie szumów. Zwykle definiuje się w układzie detekcyjnym pewien poziom sygnału, który jest uznawany za szum. Jest on traktowany jako „brak sygnału”. Gdy oczekiwany sygnał prawdziwy jest niewiele większy od poziomu szumu, może się zdarzyć, że zostanie on omyłkowo pominięty w detekcji w wyniku procedury redukcji szumów i musi to być uwzględnione w szacowaniu D. Oczywiście im bardziej sygnał właściwy odróżnia się od szumu, tym taki scenariusz jest mniej prawdopodobny. Należy więc tak projektować układ detekcyjny, by ten stosunek był jak największy. Jednak w układach o dużej rozpiętości poziomu sygnału rejestrowanego pole manewru może być ograniczone. Maksymalny możliwy poziom sygnału musi być dostosowany do ograniczeń detektora i poziom minimalny może się wtedy okazać niewiele większy od szumu. Wydajność D zależy wtedy od poziomu sygnału i musi być wyznaczona w funkcji tej zmiennej.

Całkowita wydajność detekcji

Całkowita wydajność detekcji η zależy od wszystkich wyżej wymienionych czynników. Zakładając, że czynniki G, M, R i D są od siebie niezależne, możemy ją wyznaczyć jako:

$$\eta = GMRD . \quad (3.9)$$

W bardziej skomplikowanych przypadkach każdy z tych współczynników może zależeć od zmiennych, takich jak pęd i energia cząstki oraz rodzaj cząstki. Często wydajność detekcji jest wysoka i stała w całej objętości detektora. Używa się wtedy pojęcia „akceptancji”, czyli zakresu kierunków ruchu (kątów emisji) cząstek, ich energii i pędów, dla których możliwa jest ich detekcja. Cząstki znajdujące się poza „akceptancją” nie mogą być zarejestrowane przez dany detektor.

Wyznaczanie wydajności detekcji

Wydajność detekcji w oczywisty sposób wpływa bezpośrednio na pomiar oraz jego niepewność, zarówno statystyczną jak i systematyczną. Znajomość wydajności ma kluczowe znaczenie dla poprawności pomiaru. Konieczne jest więc jej zmierzenie, lub wyznaczenie w inny sposób, np. przy pomocy symulacji.

Wydajność detektorów zliczających można wyznaczyć porównując ich odczyt ze źródłem o znanej wydajności. Metoda ta jest jednak zwykle ograniczona do cząstek jednego typu i o określonej energii. Chcąc zbadać szersze spektrum wydajności musimy używać coraz większej ilości źródeł, co może szybko stać się niepraktyczne.

Inną metodą pomiaru η jest porównanie z innym detektorem o dobrze znanej wydajności. W tym przypadku przypadku znana jest wydajność detektora wzorcowego η_W oraz ilość zliczeń dla obu detektorów (koincydencji) N_{BW} , oraz dla każdego detektora oddzielnie N_B i N_W . Układ pomiarowy musi być skonfigurowany w ten sposób by cząstki ze źródła przelatywały jednocześnie przez oba detektory. Zmienne te są skorelowane ze sobą i z siłą źródła S poprzez prosty układ równań:

$$\begin{aligned} N_W &= \eta_W S \\ N_B &= \eta_B S \\ N_{BW} &= \eta_W \eta_B S \end{aligned} \quad (3.10)$$

Rozwiązując go otrzymujemy wzory na wyznaczenie nieznannej wydajności η_B oraz siły źródła S :

$$\begin{aligned} S &= \frac{N_B N_W}{N_{BW}} \\ \eta_B &= \frac{N_{BW}}{N_W} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Projektując detektor wybieramy znane materiały aktywne, dla których współczynniki R są znane. Jako że całość układu detekcyjnego jest również przedmiotem projektowania możemy oszacować D . Ostatecznie wyznaczenie wydajności sprowadza się wtedy do obliczenia współczynnika geometrycznego i materiałowego.

Rozważmy również sytuację, gdy znany detektor stosujemy w nowym środowisku pomiarowym. W tym przypadku również R , lub częściej iloczyn RD jest wyznaczony z dużą

dokładnością. Natomiast G , M oraz siła źródła S mają nowe wartości, które muszą zostać wyznaczone dla nowego scenariusza pomiarowego aby wyliczyć całkowitą wydajność. W przypadkach takich przenośnych detektorów uniwersalnych, które mogą być łatwo wkomponowane w nowe układy pomiarowe często podaje się iloczyn RD jako „wydajność detekcji”. Należy pamiętać że nie jest to stricte poprawne, gdyż właściwa wydajność detekcji zawsze zależy od pełnej konfiguracji eksperymentu, a więc również czynników G , M oraz S i tylko taka pełna wydajność, może służyć do wyznaczenia poprawnych wartości pomiaru oraz jego niepewności.

Wyznaczanie wydajności przy pomocy symulacji komputerowej

W przypadku bardziej skomplikowanych układów detekcyjnych, spotykanych np. w eksperymentach z dziedziny fizyki cząstek czy fizyki jądrowej powyższe metody wyznaczania wydajności są z wielu względów niewystarczające.

Detektory tego typu są zwykle unikalne i wykorzystują nowe metody pomiarowe, nowe materiały i nowe rozwiązania konstrukcyjne. Ich koszt może być liczony w milionach Euro, a zaprojektowanie, wykonanie i instalacja trwać lata. Wydajność detekcji jest w ich przypadku kluczowa, jej zbyt niska wartość może wręcz uniemożliwiać wykonanie planowanych pomiarów. Co więcej, jak to było w przypadku np. Wielkiego Zderzacza Hadronów (LHC) w momencie ich projektowania, źródło promieniowania, czyli sam akcelerator był wciąż w budowie. Wyznaczenie wydajności poprzez pomiar, już po zbudowaniu detektora, nie jest wystarczające.

W takich przypadkach stosuje się wyspecjalizowane oprogramowanie do symulacji działania detektora, przy pomocy którego można także oszacować jego wydajność. W laboratorium CERN stworzono pakiet programów, służący do tego celu. Jest to GEANT3, oraz jego nowsza wersja GEANT4. Modelowanie detektora wykorzystuje wiele funkcji tego pakietu i zwykle przebiega w kilku etapach. Pierwszym jest stworzenie wirtualnego modelu detektora, czyli:

- Tworzenie geometrycznego modelu detektora, z podaniem rozmiaru i kształtu każdej jego części. Istotne jest tutaj umożliwienie transferu danych z pakietów typu CAD do projektowania urządzeń.
- Stworzenie definicji typów materiałów, z których mogą składać się części detektora. Polega

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

to na ustaleniu składu chemicznego oraz izotopowego tych materiałów.

- Każda część detektora, zdefiniowana w opisie jego geometrii ma przypisany rodzaj materiału, z którego jest zbudowana. Na podstawie połączenia tych dwóch zestawów informacji (geometria oraz rodzaj materiału) rozważane są później oddziaływania cząstek elementarnych z częściami detektora.

Drugim etapem symulacji jest modelowanie oddziaływania cząstek elementarnych z detektorem:

- Należy zdefiniować, jakie cząstki będą uderzały w detektor. W pakiecie GEANT można wykorzystywać wszystkie elementarne cząstki stabilne z punktu widzenia detektorów o makroskopowych rozmiarach. Praktycznie oznacza to wszystkie cząstki stabilne (protony, elektrony, kwanty gamma, jądra atomowe i fragmenty jądrowe) oraz cząstki rozpadające się pod wpływem oddziaływania słabego (neutrony, piony, miony, kaony, bariony dziwne, hiperjądra itp.). Oddziaływania neutrin są tak rzadkie, że zwykle nie uwzględnia się ich w symulacjach, chyba że projektujemy dedykowany detektor tych cząstek.
- Należy zdefiniować jakiego rodzaju strumień cząstek będzie docierał do naszego detektora. Może to być skolimowana, sztucznie wytworzona wiązka cząstek. Wtedy ustalony i dobrze znany jest rodzaj cząstek, rozmiar wiązki, ilość cząstek na jednostkę czasu oraz ich energia.
- Druga możliwość to detektor mierzący cząstki wtórne, a więc o nieznannej z góry energii, kierunku lotu czy nawet o nieznanym rodzaju. Taka sytuacja ma miejsce np. przy wykrywaniu cząstek powstałych w zderzeniach jądrowych o dużej energii w środку masy. Wtedy lista cząstek, wraz z ich typem, energią i kierunkiem ruchu musi być wygenerowana w zewnętrznym, dedykowanym programie (tzw. „generatorze zdarzeń”), a następnie dostarczona do programu GEANT w ściśle zdefiniowanym formacie.
- W kolejnym etapie symulacji każda cząstka elementarna jest rozpatrywana przez GEANT w sposób niezależny i „szeregowy” (program propaguje cząstki przez detektor oddzielnie, jedna po drugiej, nawet jeżeli w rzeczywistości propagują one przez detektor jednocześnie).
- Cząstka porusza się w zdefiniowanej geometrii detektora. GEANT wykrywa, gdy fizycznie dociera ona do którejś z części detektora. Wtedy, na podstawie zaimplementowanych modeli fizycznych oddziaływania promieniowania z materią, określa, czy i jak cząstka oddziałuje z materiałem. Takie oddziaływanie jest w ogólności procesem losowym, stosuje się tu więc

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

metody Monte-Carlo.

- Gdy program określi, że doszło do oddziaływania, informacja o nim jest zapamiętywana. Określa się jaką część energii cząstka straciła (przekazała do materiału detektora), jak zmieniły się jej pęd i energia, czy w oddziaływaniu powstały nowe cząstki. Każda taka nowa cząstka (tzw. „cząstka wtórna”) jest dodawana do listy cząstek, które będą propagować przez detektor. GEANT zapamiętuje również historię oddziaływania, to znaczy w wynikowym pliku symulacji można odróżnić efekty wywołane przez cząstki pierwotne i wtórne.
- Jeżeli którakolwiek z cząstek oddziałuje z częścią detektora, która jest zdefiniowana jako „aktywna”, to przekazana w oddziaływaniu energia jest podstawą do następnego etapu symulacji.

Po przepropagowaniu wszystkich cząstek z listy przez detektor otrzymujemy informację, ile i jakiego rodzaju energii zostało zdeponowane w każdej części detektora, w tym w częściach aktywnych. To jest informacja „wyjściowa”, czyli rezultat działania pakietu GEANT. Jednak aby można było jej użyć do określenia wydajności detekcji, musi ona zostać dodatkowo zinterpretowana w programie symulującym działanie naszego detektora. Musi on przekształcić informacje o zdeponowanej energii na wielkość sygnału który pojawi się na wyjściu detektora. Dopiero ten sygnał może zostać poddany obróbce w oprogramowaniu do analizy danych, w wyniku czego otrzymamy parametry zmierzonych cząstek. Porównując cząstki na wejściu do symulacji oraz ich „zmierzone” parametry możemy oszacować kluczowe parametry detektora, takie jak wydajność, rozdzielczość, akceptancję itp.

Należy podkreślić, że taka procedura jest czasochłonna i skomplikowana. Dzięki niej jednak możemy np. przeprojektować detektor jeszcze zanim rozpocznie się jego produkcja, jeśli np. okaże się, że jego parametry odbiegają od założonych. W wyniku działania pakietu GEANT oraz programu symulującego działanie detektora otrzymujemy dane identyczne z „eksperymentalnymi”, mimo, iż sam detektor jeszcze nie istnieje! Dzięki temu możemy niezależnie i równolegle do procesu projektowania i wykonania fizycznych części detektora, opracowywać oprogramowanie do analizy danych, testować je, a nawet wykorzystywać wyniki tej analizy do modyfikacji projektu samego detektora. Wykorzystanie pakietu GEANT daje więc ogromne możliwości i potencjalne oszczędności, ale wiąże się z nakładem pracy, czasu i środków. Decyzja o jego użyciu musi więc być podjęta po analizie zysków i strat wynikających z tej procedury.

Technika „embedding”

Modyfikacją i rozwinięciem opisanej powyżej procedury wyznaczania wydajności jest technika „zanurzania” (ang. „embedding”). Stosuje się ją, gdy mamy do czynienia z procesami o małej (i czasem nieznaną) częstotliwości występowania. Jej dodatkową zaletą, jest to, że można w niej wykorzystywać prawdziwe dane. W takim przypadku „zwykły” przypadek traktuje się jako nieinteresujący, czyli tło z punktu widzenia procesu rzadkiego, dla którego wydajność chcemy wyznaczyć. Najlepiej, gdy taki przypadek jest wzięty z prawdziwych danych. W pakiecie GEANT symuluje się wtedy tylko interesujący nas proces „rzadki”, a następnie wynik tej symulacji (energię zdeponowaną w części aktywnej detektora) dodaje się do istniejącego przypadku. Ich sumę poddaje się zwykłej analizie danych, w wyniku której powinniśmy odzyskać informację o „rzadkim” procesie. I znów, porównując dane wejściowe z wynikiem symulacji możemy określić wydajność detekcji, rozdzielczość pomiaru i stosunek sygnału do szumu.

Niepewność pomiaru a detektor

W fizyce pomiar zdefiniowany jest nie tylko poprzez podanie jego wartości liczbowej („wyniku pomiaru”) ale również jego niepewności (zwyczajowo, choć niepoprawnie nazywanej „błędem pomiaru”). Z punktu widzenia fizyka wynik pomiaru bez odpowiadającej mu niepewności jest bezużyteczny – nie może służyć do testowania hipotez. Stąd znajomości niepewności pomiaru, na którą kluczowy wpływ ma rozdzielczość detektora, jest konieczna przy jego poprawnym przeprowadzeniu. Podkreślimy, że na niepewność pomiaru składa się wiele czynników. Jednym z nich jest konstrukcja i typ użytego detektora, inne to np. niepewności teoretyczne dotyczące mierzonego procesu, sposób konfiguracji układu eksperymentalnego, wpływ tła zewnętrznego itp. W tym opracowaniu będziemy omawiać tylko te czynniki, które mają bezpośredni związek z detektorem, t.j. kalibrację i rozdzielczość.

Kalibracja to w uproszczeniu „wyskalowanie” detektora, t.j. określenie, jakim wartościom mierzonych własności cząstki odpowiadają wartości podawane przez detektor. Na przykład detektor może mierzyć energię cząstki E poprzez pomiar wywołanej przez nią jonizacji. Na wyjściu detektora pojawia się sygnał prądowy, dla którego mierzone jest napięcie V . Kalibracją nazywamy

wyznaczenie funkcji $E(V)$. Niedokładność kalibracji powoduje niepewność w absolutnej wartości pomiaru.

Rozdzielczość detektora, to niepewność co do wartości zmierzonej przez detektor. Można ją rozumieć w sensie probabilistycznym: dany przyrząd, mierząc tę samą wielkość wielokrotnie, da nam za każdym razem inną wielkość zmierzoną. Jeśli jest on poprawnie skonstruowany, wielkości te powinny być zbliżone do wielkości prawdziwej, rozłożone losowo dookoła niej. Szerokość takiego rozkładu nazywana jest rozdzielczością.

Zdolność rozdzielcza to pojęcie ściśle związane z rozdzielczością, ale nie tożsame. Rozdzielczość odnosi się do pojedynczego pomiaru, który jest odizolowany od innych (n.p. czasowo lub przestrzennie). Jednak często mamy do czynienia z sytuacją, gdy dwie cząstki docierają do naszego detektora w bezpośredniej bliskości – czasowej, przestrzennej lub co do wielkości wytworzonego sygnału. Zdolność rozdzielcza to dawana przez detektor możliwość rozróżnienia tych cząstek. Im lepsza jest rozdzielczość detektora, tym lepiej potrafi on rozróżnić cząstki – cząstki leżące „bliżej” siebie będą wciąż rozpoznane jako różne. Jednak zależność ta nie jest jednoznaczna. Wpływają na nią dodatkowe czynniki – przestrzenna segmentacja detektora, jego czas martwy, stopień zaawansowania procedury analizy danych i inne czynniki zależne od konkretnego przypadku.

Niepewność pomiaru w pomiarze logicznym i zliczaniu

Gdy detektor daje nam jedynie informację logiczną („tak/nie”), na temat wykrycia cząstki niepewność pomiaru istotnie zależy od wydajności. Przykładem takiego detektora jest licznik Geiger-Muellera. Gdy interesuje nas tylko fakt przejścia cząstki, nie ma nawet wartości liczbowej pomiaru, do której można by przypisać niepewność. Niepewność może więc wynikać tylko z tego, że nasz detektor nie zawsze rejestruje cząstkę, czyli przez jego wydajność.

Detektory „logiczne” są też wykorzystywane do zliczania cząstek, t.j. do określenia ile cząstek osiągnęło część aktywną w określonym przedziale czasu. Tutaj wartość liczbową to ilość zliczeń, a więc można jej przypisać niepewność. Wynika ona ze statystycznego charakteru procesów jądrowych. Opisana jest rozkładem dwumianowym, w którym prawdopodobieństwo detekcji może zależeć od prawdopodobieństwa zajścia samego procesu oraz od wydajności układu detekcyjnego. W realistycznych przypadkach rozkład dwumianowy jest zwykle przybliżany rozkładem Poissona

(przy relatywnie małej ilości zliczeń) lub rozkładem Gaussa (przy dużej ilości zliczeń). Na podstawie własności tych rozkładów można podać ich wariancję, która jest utożsamiana z niepewnością pomiaru. Szczegółowe omówienie tych rozkładów znajduje się w rozdziale 4.

Niepewność pomiaru w pomiarze analogowym

Cząstka może oddziaływać z częścią aktywną detektora w sposób, który umożliwia zmierzenie jej własności, takich jak np. zdeponowana energia. W takim przypadku wynikiem pomiaru jest pewna wielkość, która może zmieniać się w sposób ciągły. Może być ona odczytana bezpośrednio (analogowo). Można jej przypisać niepewność, albo bezwzględną (taką samą, niezależnie od zmierzonej wartości), albo względną – wyrażoną jako ułamek zmierzonej wielkości.

Niepewność pomiaru w pomiarze cyfrowym

Jak się przekonamy z opisów nowoczesnych detektorów promieniowania, są one w przeważającej większości urządzeniami cyfrowymi. Wynika to z tego, że zwykle korzystamy w procesie pomiaru z komputerów. W przypadku detektorów logicznych, czy zliczających nie jest potrzebna specjalna procedura konwersji ich wyników na postać cyfrową (czyli dyskretną) – są one takie z natury. Inaczej ma się sprawa z pomiarem analogowym. Tu musi wystąpić konwersja sygnału analogowego (ciągłego) na cyfrowy (dyskretny) – po angielsku „analog-to-digital conversion”, w skrócie ADC. Oznacza to konieczność określenia parametrów tej konwersji, czyli co najmniej maksimum i minimum możliwego zakresu, ilości bitów używanej w konwersji oraz rodzaju odwzorowania wartości analogowych na cyfrowe. Zwykle stosuje się odwzorowanie liniowe, ale możliwe są też inne rodzaje funkcji. Po takiej konwersji rozdzielczość wartości nie może być mniejsza niż różnica pomiędzy kolejnymi wartościami dyskretnymi, więc wybranie zbyt małej ilości bitów w konwersji może negatywnie wpłynąć na rozdzielczość. Z kolei jeśli różnica pomiędzy kolejnymi wartościami dyskretnymi będzie znacząco mniejsza niż naturalna rozdzielczość detektora, ostatnie bity będą bezużyteczne, gdyż będą zawierały przypadkowe fluktuacje. Nie wpłynie to negatywnie na rozdzielczość, jednak może oznaczać zwiększenie kosztów. W nowoczesnych detektorach takiej digitalizacji poddawane może być nawet kilka milionów kanałów, więc wzrost kosztów może być znaczący. Dlatego parametry konwersji ADC

muszą być dobrane poprawnie.

Wpływ stochastycznego charakteru procesów na rozdzielczość

Oddziaływanie cząstki z częścią aktywną detektora może mieć dwojaki charakter. Może to być pojedynczy akt oddziaływania, np. pochłonięcie kwantu promieniowania w efekcie fotoelektrycznym, lub wywołanie wyładowania w liczniku Geigera-Muellera. Jednak częściej cząstka przekazuje swoją energię ośrodkowi stopniowo, w wielu elementarnych oddziaływaniach. Tak dzieje się w detektorach opartych o proces jonizacji ośrodków lub scyntytacji. Wtedy w pojedynczym procesie przekazywana jest (średnio) pewna porcja energii ϵ . Cała zdeponowana energia będzie wtedy określona wzorem:

$$E_{\text{zdeponowana}} = \bar{n} \cdot \epsilon, \quad (3.12)$$

gdzie \bar{n} to średnia ilość pojedynczych procesów wywołanych przez cząstkę. Zwykle są to procesy jonizacji ośrodka, czy też bardziej ogólnie wytworzenia wolnych nośników prądu. Jeśli procesy te są w swojej naturze losowe, to n jest opisane rozkładem Poissona i wariancja wartości E jest opisana wzorem:

$$\sigma_E = \sqrt{\bar{n}} \cdot \epsilon \quad (3.13)$$

Z kolei zmierzony sygnał, to:

$$S = \text{const} \cdot E_{\text{zdeponowana}} \quad (3.14)$$

Jeżeli energia jest zdeponowana w całości, lub w ściśle określonym fragmencie, to otrzymujemy ważny wzór na względną rozdzielczość detektora:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{S} \sim \frac{1}{\bar{n}^{1/2}} = \frac{\epsilon^{1/2}}{E^{1/2}} \quad (3.15)$$

Oznacza on, że znajomość wielkości energii przekazanej przez cząstkę w elementarnym procesie oddziaływania pozwala przewidzieć zdolność rozdzielczą. Wiadomo, że do wywołania procesu jonizacji w ciele stałym (przeniesienia elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa) potrzeba około 3 eV, proces jonizacji w gazach (całkowite oderwanie elektronu od atomu) wymaga około 30 eV, natomiast wywołanie pojedynczego aktu scyntytacji wymaga około 300 eV. Wiadomo

więc, że kalorymetry zbudowane przy wykorzystaniu tych procesów będą miały rozdzielczości względne mające się do siebie jak 1:3:10.

Wyznaczanie rozdzielczości

Mierzona wielkość ma wartość prawdziwą, która jest w ogólności nieznana. Detektor dostarcza nam wielkości zmierzonej, która różni się od prawdziwej ponieważ ma on określoną rozdzielczość. Aby wyznaczyć rozdzielczość można posłużyć się następującą procedurą:

- Mierzmy pewną wielkość wielokrotnie, niezależnie przy pomocy detektora. Istotne jest aby mierzona wielkość była za każdym razem taka sama. Jej rzeczywista wartość nie musi być znana.
- Spodziewamy się, że wyniki wielokrotnych pomiarów tej samej wielkości będą się układały w krzywą Gaussa. Stosując znane metody estymacji parametrów rozkładu z ograniczonej próby statystycznej (ref. Brandt) wyznaczamy dyspersję tego rozkładu.
- Dyspersję tę utożsamiamy z rozdzielczością detektora i oznaczamy symbolem σ .
- Czasem stosuje się też inną miarę rozdzielczości, tzw. FWHM (Full Width Half Maximum) czyli pełną szerokość rozkładu dla wartości odpowiadającej połowie maksimum rozkładu. Oznacza się ją symbolem Δ . Stosuje się ją w szczególności, jeśli rozkład wielkości mierzonej nie jest rozkładem Gaussa. Dla rozkładu Gaussa wartości σ i Δ są połączone prostą zależnością: $\text{FWHM} = 2,35 \sigma = \Delta x$.

Rozdzielczość pomiarów złożonych

W detekcji cząstek spotyka się sytuację, w której dana wielkość jest wyznaczana na podstawie kombinacji innych wielkości, czasem dosyć skomplikowanej. Ten sam detektor mierzy wiele własności cząstki jednocześnie, każdy z tych pomiarów ma odpowiadającą mu rozdzielczość, i dodatkowo rozdzielczości te mogą być skorelowane. Weźmy jako przykład jeden z bardziej skomplikowanych detektorów: komorę projekcji czasowej eksperymentu ALICE, która jest opisana szczegółowo w rozdz. 5. Cząstka naładowana, przelatując przez detektor, pozostawia po sobie

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

chmurę wybitych z cząsteczek gazu elektronów. Dryfują one w polu elektrycznym do elektrod szczytujących. Są one posegmentowane w określony sposób, tak aby elektrony docierające do nich dawały sygnał tylko na kilku segmentach, co daje nam informację, w którym miejscu nastąpiła jonizacja (czyli w domyśle, w którym miejscu przeleciała cząstka). Jednak elektrody są umieszczone na płaszczyźnie, a więc dają informację dwuwymiarową. Aby uzyskać informację o miejscu przejścia cząstki w trzecim wymiarze, musimy zmierzyć opóźnienie pomiędzy czasem przejścia cząstki a dotarciem chmury elektronów do elektrod. Znając również charakterystyczną prędkość dryfu elektronów w gazie możemy wyznaczyć trzecią współrzędną punktu przejścia cząstki. Dodatkowo detektor znajduje się w polu magnetycznym, więc tory cząstek naładowanych są zakrzywiane przez siłę Lorentza. Na najniższym poziomie odczyt z detektora oznacza uzyskanie sygnału napięciowego z każdego segmentu elektrody odczytowej, dodatkowo odczyt ten jest próbkowany w czasie. Otrzymujemy więc dwuwymiarowy odczyt miejsca przejścia cząstki, którego rozdzielczość zależy po prostu od geometrycznych rozmiarów segmentu elektrody. Kolejny pomiar to pomiar opóźnienia pomiędzy przejściem cząstki a dotarciem elektronów do elektrod, z którego wyznaczamy trzecią współrzędną punktu. Widać więc, że mimo iż wyznaczamy trzy współrzędne przestrzenne tego samego punktu, niepewność wyznaczenia każdej z nich będzie znacząco różna. Dodatkowo wysokość impulsu w danym punkcie również ma znaczenie, gdyż daje nam informację o średniej stracie energii cząstki na odcinek drogi. Jej niepewność też jest niezależną wartością.

Wyznaczone w ten sposób punkty przejścia cząstki należy teraz połączyć ze sobą – tak aby zidentyfikować wszystkie punkty należące do tej samej trajektorii. W przypadku detektora ALICE TPC, gdzie jednocześnie przez detektor może przelatywać nawet kilkanaście tysięcy cząstek, jest to nietrywialne zadanie, które może być wykonane tylko przy pomocy dedykowanych programów komputerowych. Od powodzenia tego procesu będzie zależeć jakość wyznaczenia parametrów cząstki, czyli ich niepewność. Podkreślmy tę bardzo istotną kwestię. Program rekonstruujący tory nie jest w żaden sposób fizycznie częścią samego detektora. Może być uruchomiony na dowolnym komputerze, nawet na drugim końcu świata (w rzeczywistości często tak się dzieje). A jednak ma on kluczowy wpływ na rozdzielczość detektora.

Punkty połączone w trajektorię tworzą ślad cząstki, który pozwala na otrzymanie informacji o wyższym stopniu skomplikowania. Już nie operujemy na pojedynczych punktach, zamiast tego utożsamiamy trajektorię z cząstką. Znając położenie trajektorii i miejsce z którego została wyemitowana cząstka (z innych detektorów), możemy określić kąt, pod jakim została

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

wyemitowana. Dodatkowo tor cząstki będzie zakrzywiony w polu magnetycznym – wyznaczając jego krzywiznę możemy obliczyć wartość bezwzględną pędu (mamy więc wszystkie trzy składowe pędu – moduł i dwa kąty). Oczywiście pomiar pędu będzie obarczony niepewnością. Zauważmy, że jest ona ściśle ograniczona przez budowę naszego detektora, jednak jej wartość jest nietrywialną kombinacją niepewności w pomiarach elementarnych (położenia wszystkich punktów trajektorii), procedury znajdującej trajektorię, a także znajomości warunków zewnętrznych, takich jak wartość pola magnetycznego, czy liczba dodatkowych cząstek zmierzonych w detektorze.

I na koniec dla każdej trajektorii można wyznaczyć średnią stratę energii cząstki na jednostkę drogi. Jest to istotny parametr, dla którego istnieją dobrze określone wartości, które dodatkowo różnią się dla cząstek o różnych masach. Oznacza to, że pion, kaon lub proton o określonym pędzie będą miały w ogólności inną spodziewaną wartość średniej straty energii. Na podstawie pomiaru tej straty i porównania z teoretycznymi oczekiwaniami możemy więc dokonać kolejnego typu pomiaru: „zidentyfikować” cząstkę. Taka procedura również obarczona jest niepewnością, która nietrywialnie zależy od budowy detektora.

Podsumowując widzimy, że pojęcie „niepewności pomiaru” dla danego detektora można rozpatrywać na wielu poziomach. Często mamy całą hierarchię wartości mierzonych, niepewności wyznaczenia wartości stojących wyżej w hierarchii są ściśle ograniczone przez niepewności wartości stojących niżej, ale wpływ na nie mogą mieć dodatkowe czynniki. Co więcej niepewność pomiaru może być determinowana przez czynniki, które nie mają fizycznie nic wspólnego z detektorem – jak np. oprogramowanie do analizy danych. Z tego punktu widzenia należy oprogramowanie uważać za integralną część układu detekcyjnego, co znacząco rozszerza definicję tego co nazywamy „detektorem”. Należy też pamiętać, że stopień skomplikowania hierarchii własności mierzonych przez dany detektor nie zwalnia nas z konieczności znajomości niepewności wyznaczenia każdej z nich. W detektorach tak skomplikowanych jak ALICE TPC niezbędne do ich wyznaczenia są procedury symulacyjne, stosujące np. pakiet GEANT opisany we wcześniejszych podrozdziałach.

Elektronika detektora

Jak już wspomnieliśmy nowoczesne detektory w większości przetwarzają sygnał w postaci cyfrowej. Oznacza to, że integralną ich częścią są elementy elektroniczne, często projektowane

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

specjalnie do wykorzystania w konkretnym detektorze. Oznacza to, że ich parametry i jakość wykonania wpływają na działanie całego układu, a więc także na wyniki fizyczne.

Elektronika służy często do kształtowania sygnału. Czas tworzenia takiego sygnału jest z punktu widzenia detektora czasem martwym, wpływa więc np. na proces zliczania cząstek w sposób opisany w poprzednich podrozdziałach. Drugim podstawowym zadaniem elektroniki jest konwersja analogowo-cyfrowa, o której znaczeniu i wpływie na pomiar i jego rozdzielczość również już wspomnieliśmy. Dodatkowo proces konwersji zajmuje pewien czas dla każdego kanału. Jeśli ilość kanałów danych jest duża, proces taki może trwać znacząco dłużej niż wynikałoby to z szybkości samej części aktywnej detektora. Jeśli opóźnienie w pracy detektora jest istotne w naszym pomiarze, może zachodzić konieczność zwielokrotnienia układów konwertujących, które będą pracować równolegle. Rozwiązanie takie powoduje oczywiście wzrost kosztów.

W układach elektronicznych występują również szумы. Zakłócają one w sposób losowy mierzony sygnał, są więc klasycznym przykładem źródła niepewności statystycznej układu. Jeśli szумы będą duże, to może wystąpić sytuacja, gdy czas potrzebny do zebrania sygnału, który byłby znacząco większy od takiego szumu wydłuży się. Zwiększa się wtedy czas martwy detektora.

Szумы elektroniki detektora (a właściwie każde szумы występujące w procesie pomiarowym) należy zidentyfikować i oszacować. Jeśli usuniemy źródło promieniowania (sygnału), to przyjmujemy, że sygnał pozostały w detektorze to szum. Możemy go oszacować, a następnie odjąć od sygnały mierzonego, tak aby rejestrować tylko te przypadki, które wyróżniają się ponad ten poziom. Taka procedura, nazywana dyskryminacją, jest często zaimplementowana bezpośrednio w elektronice detektora. Zauważmy, że proces dyskryminacji (usuwanie stałej składowej z sygnału) można w naturalny sposób połączyć z inną funkcją elektroniki: dyskretyzacją. Jeśli ustalimy dolny zakres przedziału zmienności sygnału na poziom wyższy od szumu, to proces dyskretyzacji będzie jednocześnie procesem dyskryminacji. Jest to szczególnie istotne, jeśli detektor produkuje ogromne ilości danych, które są potem zapisywane. Jest wtedy istotne, by „brak sygnału” odpowiadał cyfrowo wartości „0”, co jest możliwe tylko jeśli szумы są prawidłowo odejmowane. Wtedy przy transmisji i zapisie można zastosować trywialną metodę kompresji danych, czyli nie przysyłać zer (ang. „zero suppression”). Jest ona na tyle prosta, że może być zaimplementowana bezpośrednio w elektronice detektora, czyli na bardzo wczesnym etapie przetwarzania danych. Dzięki temu można zredukować koszt elektroniki i mocy obliczeniowych potrzebnych w dalszych etapach analizy.

Jednak nie wszystkie źródła szumu mogą być w ten sposób wyeliminowane. Jeśli szum jest skorelowany ze źródłem promieniowania, to nie można usunąć jednego nie modyfikując drugiego. Jeśli szum pochodzi z otoczenia detektora, a z jakichś powodów nie możemy detektora w tym otoczeniu umieścić (bo np. detektor jest przenośny i nie wiemy z góry gdzie będzie przeprowadzony pomiar), również trudno będzie nam oszacować szum a priori. W takim przypadku możemy wykorzystać fakt, że szum jest zjawiskiem losowym. Czyli szum w dwóch, nawet identycznych, detektorach będzie nieskorelowany. Stosując metodę koincydencji, możemy odróżnić sygnał pochodzący z prawdziwych cząstek od losowych skoków sygnału wywołanych szumem.

Promieniowanie tła

Detektory promieniowania są zwykle czułe na wiele rodzajów cząstek elementarnych. Oznacza to, że otrzymany sygnał może pochodzić od cząstek innych, niż te które chcemy badać. Mogą one pochodzić z otoczenia detektora, albo z samego detektora. W tym drugim przypadku może to być promieniowanie wtórne, wywołane przez badane cząstki lub promieniowanie odbite, które dociera do detektora po innej trajektorii i najczęściej ze zmienioną energią. Możliwe jest też promieniowanie, które pochodzi z samego detektora, np. z rozpadu naturalnych izotopów promieniotwórczych.

Podstawowy sposób radzenia sobie z promieniowaniem tła (to jest odróżnieniem sygnałów „interesujących” od „nieinteresujących”) jest analogiczny do postępowania w przypadku szumów – przeprowadzamy pomiar bez obecności źródła i odejmujemy jego uśrednioną wartość od wartości zwykłych pomiarów. Z tego punktu widzenia można promieniowanie tła traktować jako kolejne źródło „szumów” pomiaru.

Jednak ta procedura nie zawsze może być stosowana. Często „źródło” i „otoczenie” nie są separowalne. Klasycznym przykładem są prześwietlenie Roentgenowskie ciała ludzkiego. Są one zaburzane przez rozpady naturalnie występującego w ciele ludzkim izotopu potasu ^{40}K . Każde zliczenie przypadku tła powoduje, że detektor jest chwilowo nieaktywny, ze względu na swój czas martwy. Jeśli zliczeń tła jest zbyt dużo, może to spowodować, że detektor jest czuły na przypadki „interesujące” przez mały procent czasu trwania pomiaru, co znacząco zwiększa błąd statystyczny ilości zliczeń.

Podobnie, jeśli ilość zliczeń „interesujących” jest mała z porównaniu w promieniowaniem tła,

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

to może się okazać, że ich statystyczne odróżnienie będzie niemożliwe – ilość przypadków interesujących będzie mniejsza niż spodziewana niepewność statystyczna w ilości zliczeń przypadków tła. Taka sytuacja ma często miejsce w metodzie określania wieku przedmiotów metodą ^{14}C , gdzie występuje tło z promieniowania kosmicznego.

Tło może być też zmienne w czasie, więc jego pomiar w czasie innym niż czas właściwego eksperymentu nie jest pomocny w wyznaczaniu jego poziomu.

Możemy mieć też do czynienia z promieniowaniem rozproszonym. Jest to promieniowanie pochodzące ze źródła, ale odbite od obiektów w otoczeniu, w obudowie detektora lub w obiektach które znajdują się pomiędzy źródłem a detektorem. Jest to problem w detektorach, w których istotna jest trajektoria lotu cząstki badanej. Modelowym przykładem takiego promieniowania i problemów z nim związanych są prześwietlenia Roentgenowskie. Przy jego wykonywaniu istotna jest prostoliniowość trajektorii promieni pomiędzy źródłem a ekranem (detektorem), gdyż tylko przy takim założeniu można traktować obraz zarejestrowany jako odbicie struktury obiektu prześwietlanego, który znajduje się pomiędzy źródłem, a ekranem. Promienie są tu rozpraszane właśnie przez ten obiekt, zmieniają kierunek lotu i uderzają w ekran w innym miejscu, obniżając kontrast obrazu. W tym przypadku do minimalizacji tego typu efektów stosuje się specjalne osłony, złożone z płytek prostopadłych do ekranu a równoległych do normalnych trajektorii promieniowania.

Często jednak promieniowanie tła nie daje się separować od sygnału w sposób bezpośredni. Wtedy pozostaje nam jedynie oszacowanie jego wielkości na podstawie symulacji układu detekcyjnego. W takim zadaniu korzysta się z wyspecjalizowanych narzędzi programistycznych, takich jak wspomniany już pakiet GEANT.

Kalibracja

Przed każdym pomiarem należy się upewnić, że detektor jest prawidłowo skalibrowany. Kalibracja to procedura wyskalowania (cechowania) układu pomiarowego, to znaczy ustalenia funkcji transformującej wartości zmierzone przez detektor V na wartości interesującej nas wielkości fizycznej E . Należy podkreślić, że funkcja $E(V)$ nie musi być liniowa. Może też być funkcją zmienną w czasie, pod warunkiem, że potrafimy ustalić jak wygląda w każdym momencie (oraz że wraz z wynikami pomiaru zapamiętujemy również czas ich wykonania, tak by możliwe było

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

odtworzenie funkcji $E(V)$). Kalibracja jest szczególnie ważna dla pomiaru czasu i energii. Dodajmy również, że kalibracja odnosi się też do pomiarów pośrednich (nawet jeśli pomiary podstawowe, na podstawie których się je wyznacza są poprawnie skalibrowane), podobnie jak to miało miejsce w przypadku wyznaczania niepewności pomiarowej. Co więcej często procedura kalibracji i procedura wyznaczania niepewności są ściśle skorelowane, jako że obie wpływają na ostateczną poprawność wyniku.

Kalibracja jest procedurą ściśle zależną od konkretnej konstrukcji detektora i nie da się podać jednej metody jej przeprowadzania, skutecznej we wszystkich przypadkach. Są jednak pewne ogólne metody które możemy spróbować dopasować do naszej sytuacji.

Po pierwsze można wykorzystać źródło, którego charakterystyki są znane z bardzo dużą dokładnością. Może to być np. promieniowanie pochodzące z rozpadu dobrze znanego naturalnego izotopu promieniotwórczego, lub promieniowanie wytworzone sztucznie w akceleratorze, którego parametry sami ustalamy. Innym powszechnie dostępnym źródłem o dobrze znanej charakterystyce jest promieniowanie kosmiczne, które przy powierzchni ziemi składa się głównie z relatywistycznych mezonów μ (mionów).

Możemy również zmierzyć jakąś wielkość fizyczną (najlepiej „stałą fizyczną”), którą znamy z bardzo dużą dokładnością. Przykłady takich wielkości to:

- Energia elektronów pochodzących z rozpadu mionów w spoczynku
- Masa niezmiennicza barionu Λ (barionu o dziwności -1) zrekonstruowana na podstawie pomiaru trajektorii cząstek pochodnych, czyli protonu i mezonu π (pionu)
- Masa niezmiennicza mezonu K^0 (o dziwności 1) zrekonstruowana na podstawie pomiaru trajektorii cząstek pochodnych, czyli dwóch pionów. Podobną strategię można wykorzystać dla każdego rozpadu cząstek dziwnych.
- Pomiar czasu życia mezonu K^0 .
- Pomiar kształtu przebiegu znanej zależności fizycznej (zostanie omówiony w dalszej części książki na podstawie przebiegu krzywej Bethego-Blocha opisującej średnie straty energii na jonizację na odcinek drogi)

Alignment

Szczególną odmianą procesu kalibracji, istotną dla detektorów czułych na miejsce przejścia cząstki (detektorów pozycyjnych) oraz dla detektorów których rozmiar jest mały w porównaniu do spodziewanego rozmiaru mierzonej wiązki jest dokładny pomiar ich miejsca w przestrzeni. Dotyczy to zarówno ich położenia w sensie absolutnych („względem Ziemi”) jak i w stosunku do innych elementów układu detekcyjnego. Ta druga procedura nazywana jest po angielsku „alignement”, co po polsku znaczy „wyrównywanie” lub „sprawienie, by oba elementy przylegały do tej samej prostej”. Podkreślmy znaczenie tego procesu. Jako przykład niech posłuży klasyczny detektor pozycyjny: krzemowy detektor pikselowy. Dzisiejsza technologia umożliwia stworzenie pikseli o rozmiarach rzędu kilkudziesięciu mikrometrów. Oczekujemy, że niepewność pomiaru punktu przejścia cząstki będzie właśnie tego rzędu. Jednak będzie to niemożliwe, jeśli nie znamy położenia samego detektora (zwykle o rozmiarach rzędu kilku centymetrów) z porównywalną dokładnością! A to, jak się spodziewamy, jest nietrywialnym problemem technicznym, zwłaszcza jeśli weźmiemy pod uwagę że nowoczesne detektory potrafią składać się z kilku tysięcy takich modułów.

Innym przykładem, znajdującym się niejako po przeciwnej stronie skali, jest eksperyment OPERA, który mierzy czas przelotu neutrin pomiędzy laboratorium CERN a laboratorium Gran Sasso we Włoszech. Odległość między dwoma instytucjami wynosi trochę ponad 700 km. Jednocześnie założona przez eksperyment dokładność pomiaru czasu przelotu, przy założeniu że neutrina poruszają się z prędkością światła, oznacza konieczność znajomości tej odległości z dokładnością do centymetrów! Widać więc, że procedura „alignement” może być niezwykle skomplikowana i być wyzwaniem sama w sobie.

Jak zmierzyć dokładne położenie detektora? Można wykorzystać kombinację następujących metod:

- Niezwykle czułe pomiary z wykorzystaniem technik „geodezyjnych”, w tym z wykorzystaniem satelitarnego systemu GPS (Global Positioning System)
- Umieszczenie wewnątrz detektora systemu optycznego produkującego system wiązek laserowych (o których wiemy, że muszą być liniami prostymi), które wywołują efekty mierzalne w detektorze. Ich zrekonstruowane obrazy również muszą być liniami prostymi, jeśli tak nie jest, nasz układ pomiarowy wymaga „alignementu”.
- Użycie cząstek tła (najczęściej: mionów z promieniowania kosmicznego) w podobny sposób

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

jak wiązek laserowych w poprzednim przykładzie. Zaletą mionów jest to, że są przenikliwe, to znaczy zwykle mogą przelecieć przez kilka różnych podukładów naszego detektora i posłużyć do znalezienia ich położenia względem siebie.

- Użycie samych cząstek mierzonych, najczęściej tych o bardzo dużej energii, w sposób analogiczny do mionów z promieniowania kosmicznego.

Rejestracja selektywna

Układ pomiarowy może być zaprojektowany w ten sposób, aby z samej konstrukcji detektora wynikało, na jakie cząstki będzie czuły. Efekt ten można osiągnąć poprzez odpowiedni dobór substancji aktywnej i jej rozmiaru, jak i poprzez elementy niedetekcyjne. Oto kilka przykładów, jak uzyskać detektor czuły szczególnie na te cząstki, które chcemy badać:

- detektor cienki, czyli taki którego część aktywna ma stosunkowo małe rozmiary. W takim detektorze mierzalny sygnał będą wytwarzały tylko cząstki intensywnie oddziałujące, czyli posiadające ładunek. Cząstki bez ładunku (kwanty gamma), lub nie oddziałujące elektromagnetycznie (neutrony) będą generować sygnał zbyt słaby by był wykrywalny, ewentualnie na tyle słaby, że łatwo odróżnialny od sygnału cząstek naładowanych
- materiał o dużym Z – taki detektor będzie czuły na kwanty gamma, ze względu na to, że przekrój czynny na ich oddziaływanie rośnie z Z . Będzie on za to nieczuły na neutrony, chyba że będą to jądra o szczególnie wysokich przekrojach czynnych na oddziaływanie silne, na przykład uran.
- materiał o małym A – dobrze nadaje się do wykrywania neutronów o energiach rzędu kilku MeV. Jeśli zawiera izotopy o dużym przekroju czynnym na oddziaływanie z neutronami, takie jak ^3He , ^6Li czy ^{10}B , to dobrze będzie wykrywać neutrony termiczne.
- Układ detekcyjny ma obszary z polem magnetycznym – albo jest ono na drodze przelotu cząstek, albo cały detektor jest w nim zanurzony. Pole takie będzie zakrzywiało tor lotu cząstek naładowanych, zakrzywienie będzie zależało od pędu i ładunku cząstki. Cząstki neutralne natomiast nie zmieniają kierunku lotu. Odpowiednio ustawiając detektor, możemy wybrać, jakie cząstki będą do niego docierały – czy naładowane, czy neutralne. Dodatkowo dla cząstek naładowanych możemy kontrolować jaki zakres pędów będą one miały.

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Zauważmy że metoda ta może być stosowana, pod warunkiem że kontrolujemy, lub wiemy skądinąd jaki kierunek będą miały cząstki badane, jak to ma miejsce na przykład w przypadku sztucznie wytworzonej wiązki.

- Selektywna absorpcja cząstek w części nieaktywnej – konieczne, gdy staramy się wykryć cząstki słabo oddziałujące (miony, neutrony). Jeśli spodziewamy się, że w wyniku badanych procesów powstawać będą cząstki o szerokim spektrum własności, bardzo trudno jest zbudować detektor czuły w jednakowy sposób na wszystkie rodzaje. Na przykład miony oddziałują elektromagnetycznie, ale nie wywołują kaskad. Jeśli są one produkowane jednocześnie z elektronami czy pionami, to sygnał od tych cząstek zagłuszy słaby sygnał od mionów. Dzieje się tak dlatego, że wywołują one gwałtowne procesy zwane kaskadami, które deponują ogromną ilość energii w detektorze na małej drodze. Ale tę samą własność możemy łatwo wykorzystać do ich ekranowania. Wystarczy przez częścią aktywną wstawić nieaktywną osłonę. W efekcie piony i elektrony wytracą tam całą energię, a do części aktywnej dotrą tylko miony. Ten sam układ możemy też zbudować w sposób bardziej wyrafinowany – sprawić, by „ekran” był również czułym detektorem.

Wyzwalanie detekcji

Jest wiele powodów, dla których detektor nie jest aktywny ciągle, lub nie zapisuje danych w sposób ciągły. Dzieje się tak na przykład gdy:

- Detektor generuje ogromne ilości danych i ich nieprzerwane składowanie byłoby niemożliwe lub nieekonomiczne
- Badamy proces, w którym dominują „zwykłe” przypadki, które są mniej interesujące. Ich rejestracji jest przydatna, ale strata części z nich nie jest problemem. Czasami, z częstotliwością znacząco mniejszą niż dla przypadków „zwykłych”, następuje jednak reakcja „rzadka”, która jest niezwykle interesująca. Staramy się zapewnić rejestrację wszystkich takich przypadków, nawet kosztem utraty części przypadków „zwykłych”.
- Detektor ma duży czas martwy, to znaczy po dokonaniu aktu rejestracji procesu doprowadzenie go ponownie do stanu czuwania jest czasochłonne.

W takiej sytuacji stosuje się dodatkowy składnik układu detekcyjnego – wyzwalanie detekcji

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

(po angielsku: „trigger”). W najprostszym przypadku jest to po prostu człowiek obsługujący detektor, który w odpowiednim momencie włącza urządzenie. W zaawansowanych systemach stosuje się dedykowane układy elektroniczne. Łączy się wtedy co najmniej dwa detektory, z których jeden jest znacznie szybszy od drugiego. Wtedy sygnał z detektora „szybkiego” włącza detekcję w detektorze „wolnym”.

Wyzwalaniu podlegać może kilka etapów procesu detekcyjnego. Może to być wyzwalanie samej części aktywnej detektora – na przykład uruchomienie tłoka w komorach bąbelkowych. Detektor może być cały czas aktywny, a wyzwalaniu podlega tylko część odczytowa – tak jest w komorach projekcji czasowej, gdzie „włącza” lub „wyłącza” się odpowiednią siatkę elektrod dopuszczających lub nie elektrony powstałe w wyniku jonizacji w części aktywnej do elektrod odczytowych. Kolejną możliwością jest rozwiązanie stosowane w detektorach krzemowych. Tam detektor i elektronika są czule cały czas, a wyzwalany jest odczyt danych z buforów w elektronice detektora. Gdy wyzwolenie nie nastąpi, bufor jest czyszczony i zbiera kolejne dane.

W dużych eksperymentach, składających się z wielu poddetektorów, systemy wyzwalania danych mogą stanowić znaczącą część układu detekcyjnego. Tak jest na przykład w eksperymentach prowadzonych w Wielkim Zderzaczu Hadronów. System wyzwalania podzielony jest tam na logiczne poziomy, których może być nawet cztery. Na poziomie najniższym mamy decyzje podejmowane w najkrótszym czasie. Jest on tak mały, że nie możemy sobie pozwolić nawet na przesyłanie informacji kablem poza detektor – trwałoby to zbyt długo. Decyzja podejmowana jest więc bezpośrednio w elektronice detektora. Oznacza to oczywiście, że w decyzji nie możemy posługiwać się informacjami z innych poddetektorów. Kolejne poziomy wyzwalania są coraz bardziej zaawansowane logicznie. Mogą one korelować ze sobą informacje z różnych podsystemów. Docierają do nich informacje już przefiltrowane przez niższe poziomy systemu wyzwalania. Dzięki temu jest więcej czasu na podjęcie decyzji. Z drugiej strony w przypadku wyższych poziomów nie można już powstrzymać samego aktu detekcji – on już nastąpił. Decyduje się tu, czy dany, zarejestrowany już przypadek ma zostać zapisany w pamięci masowej. Dodajmy, że najwyższy poziom wyzwalania (tzw. „Level-3 trigger”) to w rzeczywistości skomplikowany program komputerowy, działający często w sposób równoległy na znacznych rozmiarów farmie obliczeniowej. Może on podejmować decyzje o znaczącym stopniu skomplikowania i wyrafinowania, biorąc pod uwagę praktycznie komplet informacji z całego systemu detekcyjnego. Opracowywanie, ciągle doskonalenie i rozwój oraz wprowadzanie nowych funkcjonalności w takim algorytmie, to proces trwający przez cały czas życia detektora, czyli nawet kilkadziesiąt lat.

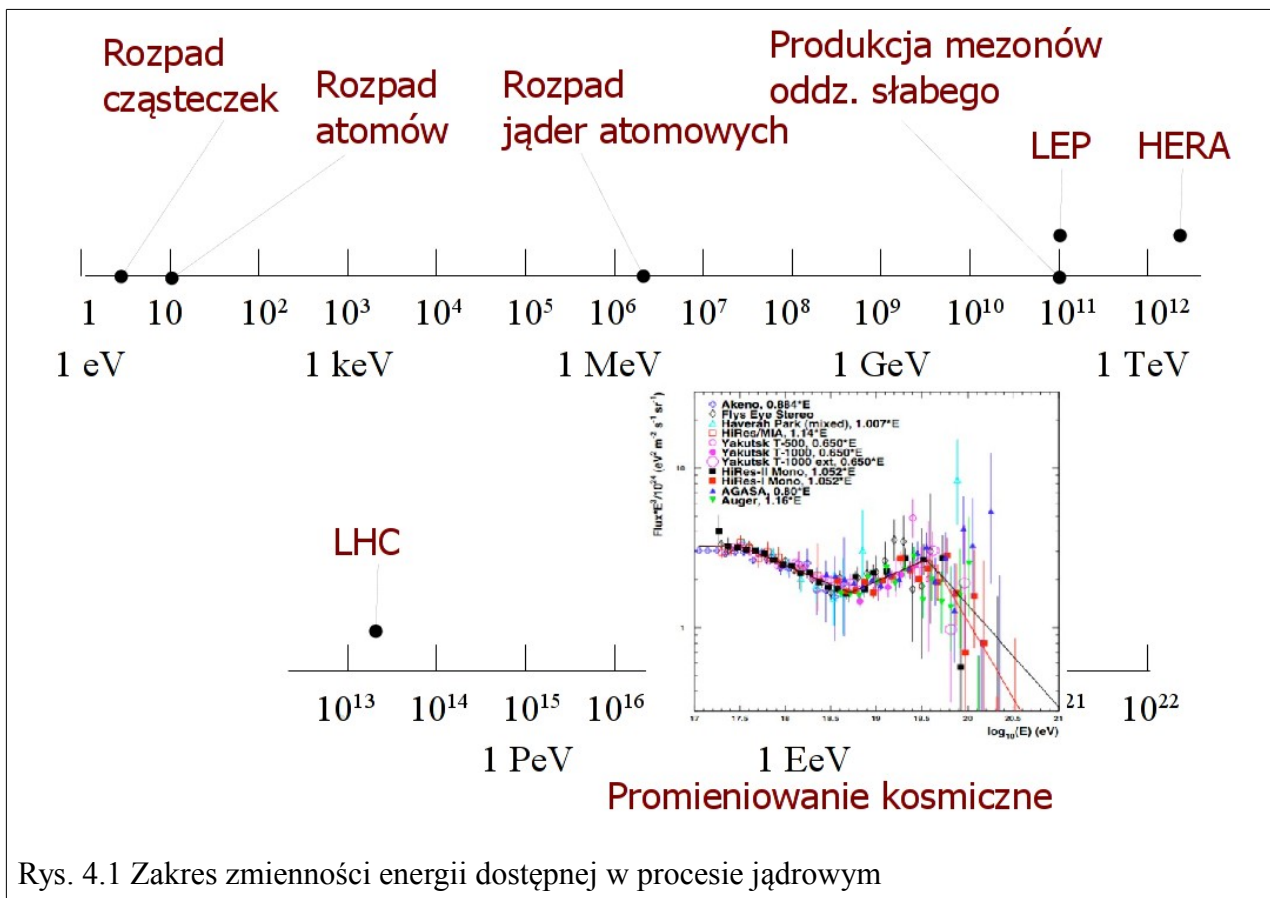
4. Mierzalne efekty oddziaływania promieniowania z materią

Skrót

W rozdziale 2 omówione zostały procesy fizyczne, w których zachodzi wymiana energii pomiędzy cząstką elementarną a określonym ośrodkiem materialnym. W rozdziale 3 omówione zostały podstawowe pojęcia używane przy omawianiu detektorów i samego procesu detekcji. W tym rozdziale pokażemy w jaki sposób niektóre z efektów z rozdziału 1 mogą zostać użyte w procesie detekcji. W późniejszych rozdziałach omówione są klasy detektorów. Ich podział jest w dużej mierze oparty na tym, które z procesów omówionych w tym rozdziale są w nich wykorzystane do detekcji cząstek.

Energia promieniowania i jej zakres zmienności

Zanim przejdziemy do omawiania konkretnych procesów fizycznych, musimy ustalić, jaki jest zakres energii cząstek, które będziemy mierzyć. Jest on jednym z kluczowych czynników, determinujących wybór techniki detekcji i możliwości pomiaru.



Rys. 4.1 Zakres zmienności energii dostępnej w procesie jądrowym

Energie cząstek produkowanych w danym procesie są ograniczone charakterystycznym zakresem energii z nim związanych. Na rys. 4.1 przedstawiono schematycznie skalę energetyczną, oraz umieszczono na niej najczęściej spotykane procesy. I tak w procesach związanych ze zjawiskami atomowymi (czyli w swej istocie związanymi najczęściej z procesami chemicznymi) mamy do czynienia z energiami od kilku do kilkudziesięciu eV. Natomiast procesy jądrowe, te których dotyczy ta książka, rozpoczynają się od energii kilku MeV, czyli pięć rzędów wielkości więcej. Oznacza to, że gdy mierzymy energie charakterystyczne dla procesów jądrowych, przy pomocy procesów atomowych (jonizacji, scyntytacji, itp.), to strata energii cząstki jądrowej w jednym takim procesie może być traktowana jako mała w porównaniu do jej całkowitej energii.

Zwiększając energię procesu o kolejne pięć rzędów wielkości uzyskuje się energię wystarczającą do wytworzenia mezonów oddziaływania słabego. Takie energie uzyskiwano w akceleratorze LEP w laboratorium CERN oraz w akceleratorze HERA. Najwyższe uzyskiwane aktualnie sztucznie przez człowieka energie zderzania dostępne są w LHC (Large Hadron Collider – Wielki Zderzacz Hadronów) i wynoszą 8 TeV na parę nukleonów. W roku 2015 r. planowane jest ukończenie prac związanych z doprowadzeniem w LHC do zderzeń z maksymalną projektowaną

energią 14 TeV na parę nukleonów. Powyżej tej energii znajdują się reakcje wywołane przez promieniowanie kosmiczne. Podkreślmy, że mówimy tu o reakcjach zmierzonych w eksperymentach na Ziemi, nie jest wykluczone, że w kosmosie zachodzą reakcje przy jeszcze wyższych energiach.

Jak już wspomniano, energia przy której zachodzi zderzenie określa górną granicę energii cząstek, które mogą powstać w procesie. Taką energię, możliwą do wykorzystania do produkcji cząstek nazywamy energią zderzenia w środku masy i oznaczamy symbolem \sqrt{s} . Gdy przyspieszane są nie pojedyncze nukleony, a całe jądra atomowe, często stosujemy energię zderzenia w środku masy na parę nukleonów, oznaczaną symbolem $\sqrt{s_{NN}}$. W akceleratorze z dwoma przeciwbieżnymi wiązkami o jednakowej energii, czyli w zderzaczach, sumaryczny pęd obu przyspieszanych jąder wynosi zero, a więc układ środka masy pokrywa się z układem laboratoryjnym. W takim przypadku \sqrt{s} jest po prostu sumą energii jąder z obu wiązek. Na przykład zderzenia w LHC przy $\sqrt{s}=8$ TeV oznaczają, że każda z wiązek składa się z protonów przyspieszonych do energii 4 TeV. Inna konfiguracja występuje, gdy przyspieszana jest tylko jedna wiązka, która następnie uderza w stacjonarną tarczę. Taki sam scenariusz zachodzi również dla promieniowania kosmicznego, dla którego jądra atmosferyczne są praktycznie stacjonarne. Wtedy energię w środku masy oblicza się przy pomocy następującego wzoru:

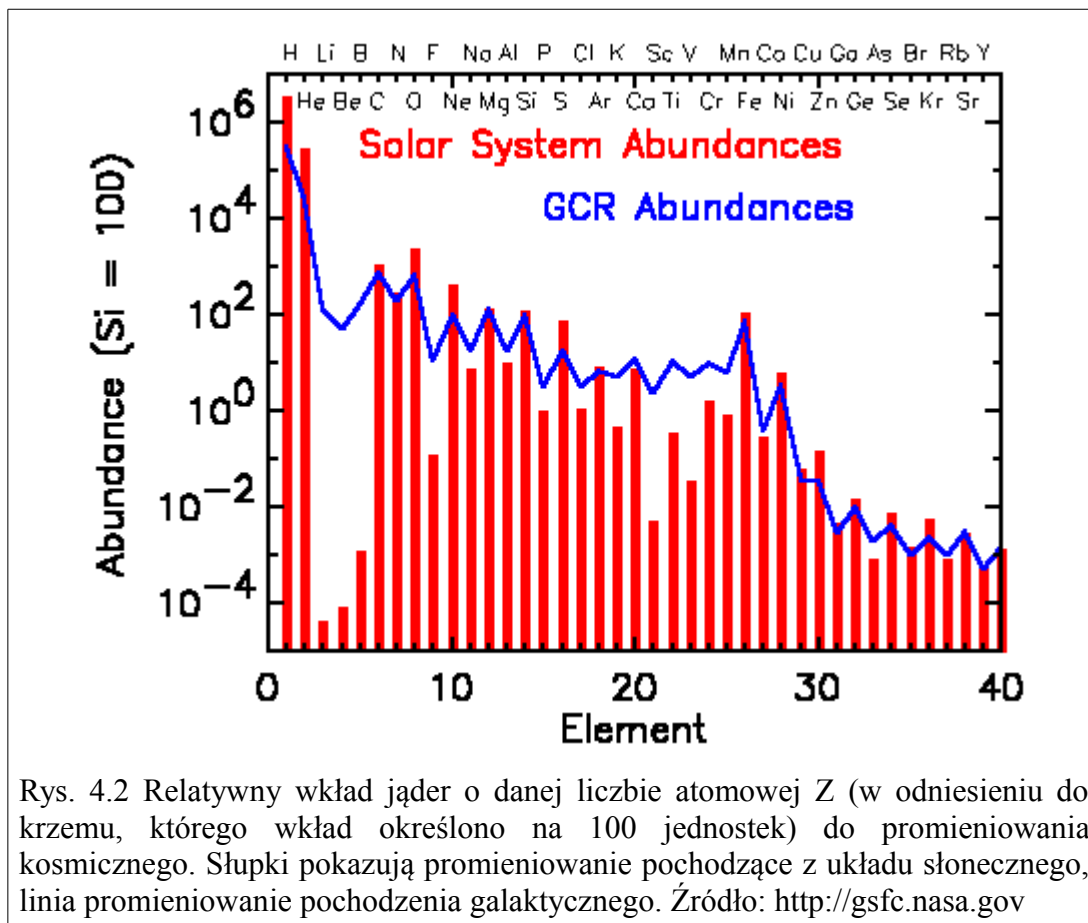
$$E_{cm} = \left(m_1^2 + m_2^2 + 2 E_{1,lab} m_2 \right)^{1/2} \quad (4.1)$$

gdzie m_1 i m_2 to odpowiednio masy cząstki poruszającej się i spoczywającej a $E_{1,lab}$ to energia cząstki poruszającej się mierzona w układzie spoczywającym (laboratoryjnym). Zauważmy, że zgodnie z tym wzorem promieniowanie kosmiczne o energii 10^{17} eV generuje energię w środku masy równą około $4 \cdot 10^{13}$ eV, czyli porównywalną z energią uzyskiwaną w LHC. Jak widać na Rys. 4.1 obserwuje się promieniowanie kosmiczne o energiach nawet pięć rzędów wielkości większych. Wynika z tego, że najbardziej energetyczne zderzenia mierzone przez człowieka, to wciąż naturalnie występujące zjawiska.

Promieniowanie kosmiczne

Jak zaznaczono wcześniej promieniowanie kosmiczne stanowi źródło najbardziej energetycznych procesów dostępnych eksperymentalnie. Dlatego istotne jest podanie jego podstawowych charakterystyk. Jak pokazano na rysunku 4.1 energia promieniowania może sięgać

nawet 10^{20} eV. Częstkami docierającymi do atmosfery ziemskiej są w większości protony (87%) i cząstki α (11%), reszta to kwanty gamma, elektrony, neutrina i cięższe jony. Relatywny wkład ciężkich jonów do promieniowania pokazany jest na rys. 4.2.



Promieniowanie po dotarciu do atmosfery uderza zwykle w jądro jednego z gazów atmosferycznych, doprowadzając do wysokoenergetycznego zderzenia jądrowego i gwałtownej przemiany jądrowej. W jej wyniku powstaje wiele cząstek, które same z kolei mogą wywołać kolejne reakcje. Jest to proces tzw. lawiny hadronowej, która zostanie częściowo omówiona w dalszej części tego rozdziału, a szczegółowo w rozdziale 8. Jej składnikami są w większości mezony π (piony) oraz elektrony i neutrony. Piony są cząstkami nie stabilnymi i w krótkim czasie (zanim doleczą do powierzchni Ziemi) rozpadają się na leptony μ (miony). Ostatecznie przy powierzchni Ziemi (gdzie usytuowana jest większość detektorów promieniowania kosmicznego) obserwujemy głównie miony (63%), neutrony (21%) i elektrony (15%).

3.1 Jonizacja

Najważniejszym procesem użytecznym w detekcji cząstek jest jonizacja. W fizyce tą nazwą określa się proces powstania naładowanego jonu z neutralnego atomu poprzez oderwanie od niego co najmniej jednego elektronu. Z punktu widzenia detekcji istotnym skutkiem tego procesu jest powstanie swobodnych nośników ładunku. Pod wpływem pola elektrycznego mogą one zostać wprowadzone w ruch, a w szczególności mogą być skierowane w stronę elektrod szczytujących. Tam generują sygnał prądowy lub napięciowy, czyli pozwalają na detekcję cząstki.

Jak widać istotny jest tu nie sam rodzaj procesu, ale sam fakt powstania swobodnych nośników. Dodatkowo zwykle mamy tu na myśli elektrony, gdyż ich masa jest dużo mniejsza niż zjonizowanego atomu, przez co mają one znacząco większą ruchliwość. Dzięki temu dużo lepiej nadają się do detekcji. Należy zauważyć, że ten sam efekt – powstanie wolnych nośników – występuje przy innych zjawiskach, których z punktu widzenia fizyki nie można nazwać „jonizacją”. Najważniejszym przykładem jest przeniesienie elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa w półprzewodniku (szczegółowy opis procesu podany będzie w rozdziale 5). Dla potrzeb detekcji oba procesy, choć znacząco różne w istocie fizycznej, dają ten sam efekt. Dlatego w dalszej części książki przez „jonizację” będziemy rozumieć każdy proces, który tworzy swobodne nośniki prądu.

Każdy pojedynczy proces jonizacji uwalnia nośnik prądu, co wiąże się z określonym kosztem energetycznym. Energia ta jest czerpana z energii kinetycznej cząstki. Wynika z tego oczywisty wniosek, że cząstka którą mamy wykryć musi mieć niezerową energię kinetyczną, a więc musi propagować przez detektor. Zmniejszenie tej energii oznacza spowolnienie cząstki. Jednak jak zauważyliśmy na początku tego rozdziału pojedynczy akt jonizacji zmniejsza tę energię nieznacznie. Dopiero skumulowanie wielu procesów jonizacji może w znaczący sposób zmniejszyć energię cząstki i w skrajnym przypadku ją zatrzymać. Detektory mogą wykorzystywać jonizację w znacząco różny sposób. Jedne będą tylko nieznacznie modyfikować parametry cząstki, tylko bardzo mała część jej energii będzie wykorzystana na jonizację i detekcję. Inne będą starały się całkowicie zatrzymać cząstkę, tak by cała jej energia została zużyta na jonizację.

Podstawowym parametrem używanym w opisie procesu jonizacji jest potencjał jonizacyjny I . Jest to wielkość charakterystyczna dla materiału i rozumiana jest jako energia niezbędna do oderwania od atomu najbardziej zewnętrznego elektronu, czyli minimalny nakład energii potrzebny

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

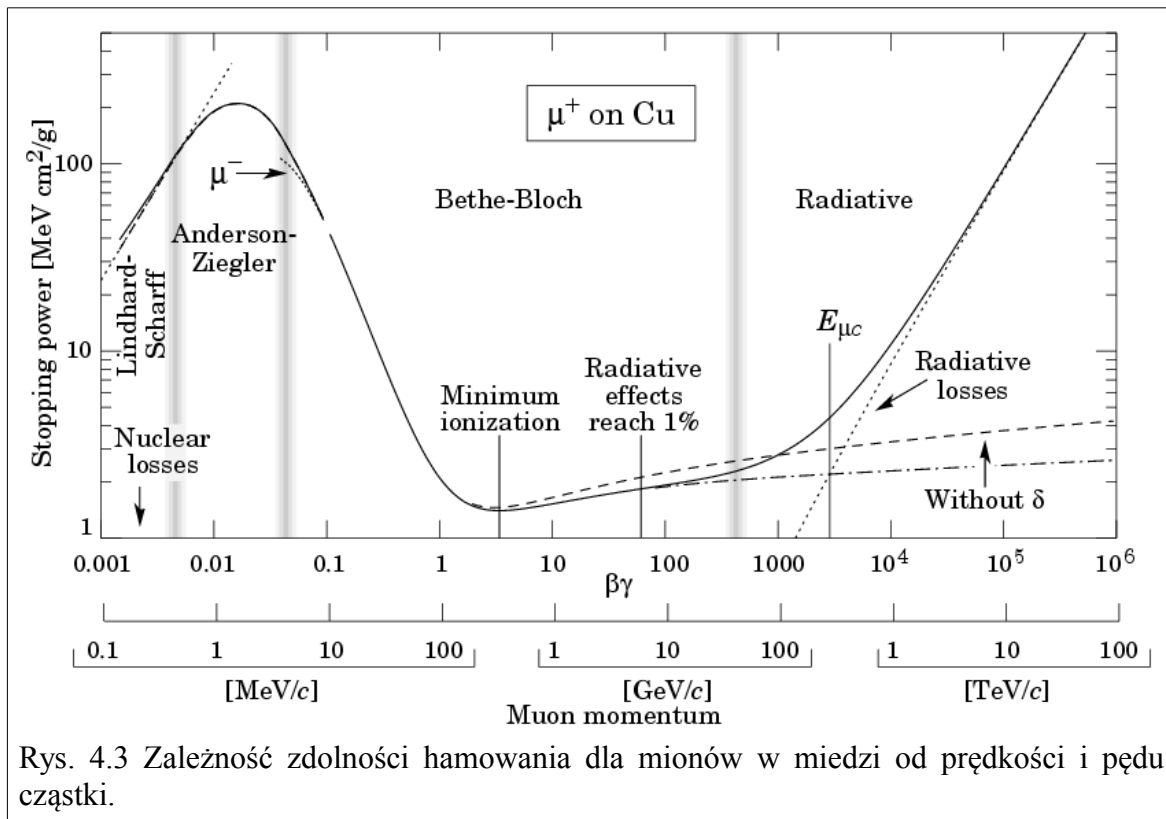
do wytworzenia jednego swobodnego nośnika. Przykładowe wartości to 24,58 eV dla ^4He , 3,89 eV dla $^{133}_{55}\text{Cs}$. Analogicznie jako I dla półprzewodnika można traktować szerokość przerwy energetycznej, która wynosi 1,1 eV dla Si lub 0,7 eV dla Ge. Zwróćmy uwagę, że są to wielkości o rząd wielkości mniejsze niż dla jonizacji gazów, do tego faktu i jego konsekwencji będziemy wielokrotnie wracać.

I zostało zdefiniowane jako minimalna energia jonizacji. Jednak proces jonizacji materiału przez cząstkę będzie zachodził wielokrotnie, stąd interesuje nas raczej średnia energia potrzebna do wytworzenia jednego swobodnego nośnika (np. pary jon-elektron). Cząstka może stracić swoją energię na inne procesy. Na przykład w zderzeniach niecentralnych zamiast jonizacji może zajść tylko wzbudzenie atomu. Może nastąpić wybite elektronu z niższej orbity (a więc wymagające więcej energii). Dlatego średnia energia potrzebna na jeden akt jonizacji to $\epsilon=2I$.

Jako podstawowy proces używany do detekcji promieniowania, jonizacja może być użyta w detektorze na wiele sposobów:

- Cząstki naładowane wytracają całą swoją energię, czyli zostają pochłonięte w części nieaktywnej detektora – w obudowie lub w części ekranującej. Służy to do negatywnej selekcji cząstek (tzw. „veto”). Dzięki takiej konstrukcji detektora mamy pewność, że cząstki które dotrą do części aktywnej nie są naładowane, czyli mamy istotną informację o ich typie.
- Cząstka traci całą swoją energię na jonizację ośrodka, w wyniku czego zostaje zatrzymana. Mierzając jonizację możemy więc zmierzyć energię tej cząstki, stąd możliwość budowania kalorymetrów korzystających z tego procesu. Możliwy jest również pomiar miejsca przejścia cząstki, ale najczęściej tylko z dokładnością do segmentacji detektora. Ze względu na charakter procesu jonizacji omówiony niżej pomiar taki jest praktyczny tylko dla cząstek ciężkich i o niezbyt wielkich energiach (rzędu MeV).
- Cząstka traci małą część swojej energii, choć na tyle dużą, by wywołana jonizacja była mierzalna. Dla cząstek o dużych energiach (rzędu setek MeV i większych) z łatwością można uzyskać znaczącą jonizację tylko minimalnie zmieniając energię i pęd (a więc również kierunku ruchu) cząstki. Dzięki temu można uzyskać miejsce przejścia cząstki (w przypadku złożenia wielu punktów przejścia także tor lotu cząstki) oraz wartość średniej straty energii na jonizację na odcinek drogi. Średnia strata energii może być użyta do identyfikacji cząstki. Pomiar toru ruchu cząstki w polu magnetycznym pozwala na

wyznaczenie jego zakrzywienia, a więc również pędu cząstki.



Proces jonizacji to szereg pojedynczych procesów oderwania elektronu od atomu. Ponieważ każdy z nich wymaga oddania przez cząstkę części swojej energii, sumują się one i spowalniają cząstkę. Każdy pojedynczy akt jonizacji jest procesem losowym, stąd jonizacja wywołana przez cząstkę to proces stochastyczny, czyli złożenie wielu małych losowych aktów. Okazuje się, że proces taki przebiega podobnie dla wszystkich cząstek naładowanych, stąd możemy go omówić na przykładzie, a potem pokazać jakie modyfikacje należy wprowadzić dla innych cząstek czy materiałów. Na rys. 4.3 pokazana jest zależność zdolności hamowania od prędkości i pędu mionu. Zdolność hamowania zostanie szczegółowo zdefiniowana w dalszej części rozdziału, na razie można ją traktować jako miarę tego, jak dużo energii traci cząstka na odcinku drogi w ośrodku materialnym. Jako przykładowe cząstki wybrano miony, gdyż dla tych cząstek jonizacja jest praktycznie jedynym sposobem oddziaływania z materią. Przy bardzo niskich prędkościach – poniżej 10 MeV te straty energii są opisane prawami Lindharda-Scharffa i Andersona-Zieglera. Dla cząstek lekkich odnoszą się one do energii poniżej zakresu związanego z procesami jądrowymi. Są one istotne dla ciężkich jonów, które trudno jest rozpędzić do dużych prędkości. Oba te przypadki są mniej interesujące z punktu widzenia zakresu tematycznego tej książki, dlatego nie będą one szerzej omawiane.

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Powyżej energii rzędu kilku MeV straty energii zaczynają zachowywać się w ściśle określony sposób opisany prawem Bethego-Blocha. Ten właśnie zakres energetyczny jest najczęściej wykorzystywany do detekcji cząstek przy pomocy jonizacji, dlatego omówimy go szczegółowo. Prawo to odnosi się do cząstek naładowanych o masie znacznie większej niż elektrony, czyli do mionów, mezonów i barionów. Istotne jest, aby cząstka badana miała masę znacząco większą od masy nośnika prądu, czyli elektronu. Przy wyprowadzeniu zależności zakłada się, że jonizacja wynika ze złożenia bardzo dużej ilości aktów jonizacji, można więc stosować wartości uśrednione. Formuła jest pół-empiryczna. Można ją wyprowadzić analitycznie z pewnych założeń, jednak w niektórych materiałach i dla wybranych cząstek należy uwzględnić dodatkowe efekty, co modyfikuje postać zależności. Formuła zależy też od pewnych parametrów, które muszą zostać wyznaczone eksperymentalnie. Ostatecznie dla danego materiału, albo nawet dla konkretnego detektora należy się spodziewać, że zależność jonizacji od energii będzie miała charakterystyczny kształt i przebieg opisany krzywą Bethego-Blocha, ale jej parametry muszą być dopasowane do danych eksperymentalnych.

Formuła Bethego-Blocha opisuje różniczkową stratę energii cząstki na jednostkę drogi w określonym materiale:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]. \quad (4.2)$$

Występujące na początku stałe fizyczne, czyli liczba Avogadro N_A , promień orbity elektronu r_e , masa elektronu m_e oraz prędkość światła c dają ostatecznie stałą o wartości 0,1535 MeV cm²/g. Z i A to odpowiednio liczba atomowa i masowa substancji, w której rozważamy jonizację. Zmienna z to ładunek cząstki jonizującej, zaś β i γ to jej prędkość wyrażona w jednostkach c i czynnik Lorentzowski. I to wspomniany już potencjał jonizacyjny ośrodka. Pozostałe składniki, czyli W_{max} , δ i C to wspomniane już pół-empiryczne parametry, które omówimy poniżej. Należy podkreślić, że wzór (4.2) jest tylko jednym z wielu parametryzacji krzywej Bethego-Blocha. W szczególności większość z nich ma część wspólną, bez członów z parametrami δ i C . Natomiast to, jakie korekcje do tej części wspólnej są dodawane, zależy już od konkretnych zastosowań. Są korekcje, które mają znaczenie tylko w określonych materiałach, lub takie, które zależą od stanu skupienia ośrodka albo od rodzaju cząstki. Omówienie ich wszystkich wykracza daleko poza zakres tej książki – odsyłamy tu czytelnika do literatury specjalistycznej.

Parametr W_{max} to maksymalna możliwa do przekazania energia w pojedynczym zderzeniu

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

cząstki badanej z atomami ośrodka. Stanowi on granicę całkowania przy wyprowadzeniu wzoru Bethego-Blocha. Można go obliczyć ze wzoru:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2 + s^2}}, \quad (4.3)$$

gdzie s to energia dostępna w środku masy, określona przez energię cząstki jonizującej i zakładająca, że atom jest stacjonarny. Czynnikiem jest wprowadzony do wzoru, gdyż przy poruszaniu się cząstki w medium może dojść do zjawiska polaryzacji, która zmniejsza prawdopodobieństwo oddziaływania, a więc i straty energii.

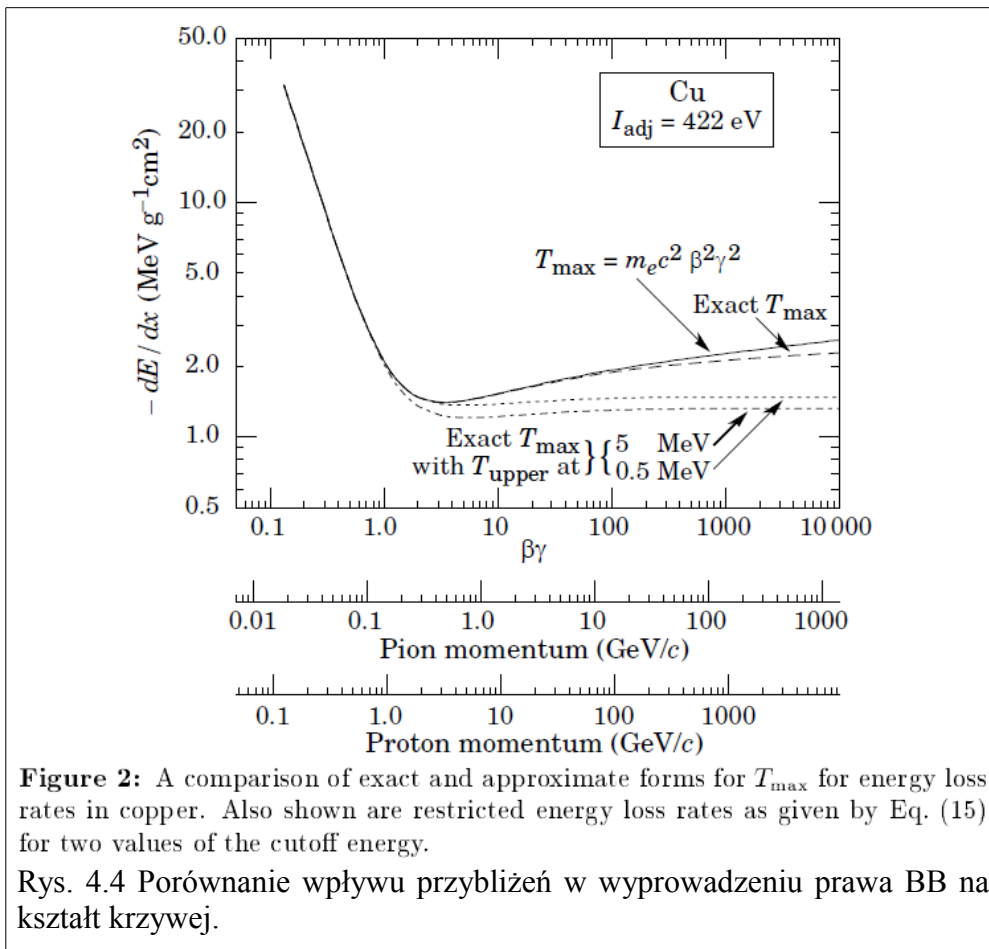
Czynnik z parametrem C nazywany jest „shell correction”, czyli „poprawką powłokową”. Wynika on z tego, że dla materiałów o wyższym Z energia wiązania elektronów wzrasta i nie może być zaniedbana.

Można prześledzić zachowanie krzywej, widocznej na Rys. 4.3 i jej związek ze wzorem (4.2). Przy małych prędkościach we wzorze dominuje pierwszy składnik i strata energii spada kwadratowo z β . Następnie osiąga minimum. Cząstkę o prędkości znajdującej się w tym właśnie minimum nazywamy cząstką minimalnie jonizującą, po angielsku: MIP – Minimum Ionizing Particle. Cząstki takie są użyteczne w budowie i użytkowaniu detektora. Po pierwsze cząstka taka będzie punktem referencyjnym – będzie zostawiała najmniejszy możliwy ładunek. Wszystkie inne cząstki tracą więcej energii, czyli wytworzą większy sygnał. To znaczy, że jeśli zaprojektujemy detektor tak, by był wystarczająco czuły aby zadowalająco zmierzyć MIP, to będzie on w stanie zmierzyć również każdą inną cząstkę.

Istnienie minimum w krzywej Bethego-Blocha jest też istotne z punktu widzenia kalibracji. Gdy problem ten był omawiany w poprzednim rozdziale, jako jedną z metod kalibracji podano „wyznaczenie znanej zależności fizycznej”. Krzywa Bethego-Blocha jest właśnie przykładem takiej zależności. Detektor nieskalibrowany będzie mierzył prędkość cząstki, ale nie będzie mógł jej przypisać absolutnej wielkości. Jeśli razem z prędkością zmierzona zostanie średnia strata energii, to będzie można stworzyć wykres analogiczny do Rys. 4.3. Powinno na nim wystąpić minimum, które jest punktem charakterystycznym. Należy podkreślić, że jego położenie będzie dobrze określone, nawet jeżeli sama wartość straty energii nie będzie poprawnie skalibrowana! Porównując ten wykres, z teoretyczną formułą (4.3), a w szczególności położenie minimum oraz co najmniej jednego dodatkowego punktu (np. punktu gdzie krzywa osiąga dwukrotność wartości w minimum), można dokonać absolutnej kalibracji pomiaru prędkości.

Za minimum następuje powolny wzrost funkcji, nazywany „wzrostem relatywistycznym” („relativistic rise”). Przy bardzo dużych energiach do głosu zaczynają dochodzić inne procesy strat energii, w tym straty na promieniowanie („radiative losses”). Straty energii rosną wtedy zdecydowanie szybciej z prędkością i jonizacja przestaje być dominującym procesem oddziaływania cząstki z ośrodkiem.

Parametrami prawa BB są własności materiałowe: liczba Z i A . Sprawia to, że krzywa BB staje się uniwersalna, a przez to niezwykle użyteczna. W dalszej części paragrafu pokażemy, jak można tę zależność rozszerzyć na ośrodki, w których występuje mieszanina różnych pierwiastków (stopy metali, związki chemiczne, substancje rozpuszczone w cieczy, mieszanina gazów itp.). Ta sama teoria może być z niewielkimi modyfikacjami stosowana do opisu oddziaływania cząstek z dowolnym rodzajem materii. Znakomicie ułatwia to projektowanie detektorów. Zmieniając Z i A materiału aktywnego można w prosty sposób regulować wielkość sygnału.



Drugim ważnym skalowaniem w prawie Bethgo-Blocha jest jego zależność od prędkości cząstki. Ta sama zależność będzie spełniona dla mionów, pionów protonów i cząstek α , znów

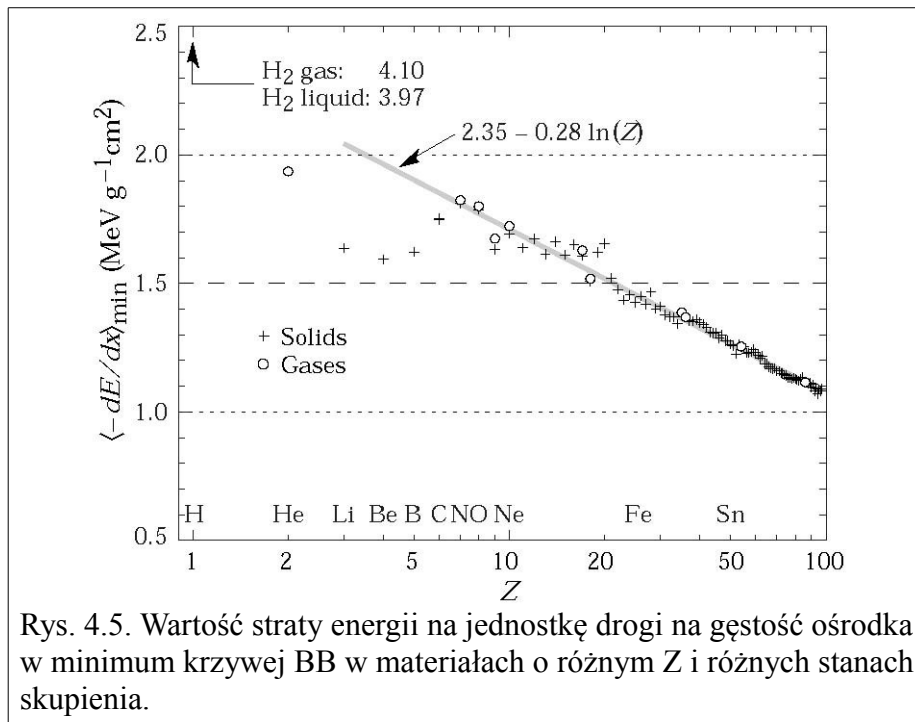
A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

ułatwiają projektowanie detektorów i późniejszą analizę danych. Jeżeli detektor mierzy straty energii, to znaczy, że jest on wysoce zaawansowaną konstrukcją. Jest praktycznie pewne że w takim detektorze mierzony jest również pęd cząstki. Jeżeli zmierzone dE/dx wykreślimy jako funkcję pędu, to okaże się, że wykresy dla cząstek o różnej masie rozsuną się względem siebie. Każda z nich będzie miała charakterystyczny dla siebie przebieg funkcji. Dzięki temu można identyfikować cząstki. Dana kombinacja wartości dE/dx i pędu będzie zwykle leżała na jednej (maksymalnie na dwóch przecinających się w okolicy danego punktu) krzywej, jednoznacznie określając typ cząstki, która pozostawiła taki ślad. Szczegółowo wykorzystanie krzywej Bethego-Blocha w konstrukcji konkretnego detektora zostanie omówione na przykładzie ALICE Time Projection Chamber w rozdziale 5.

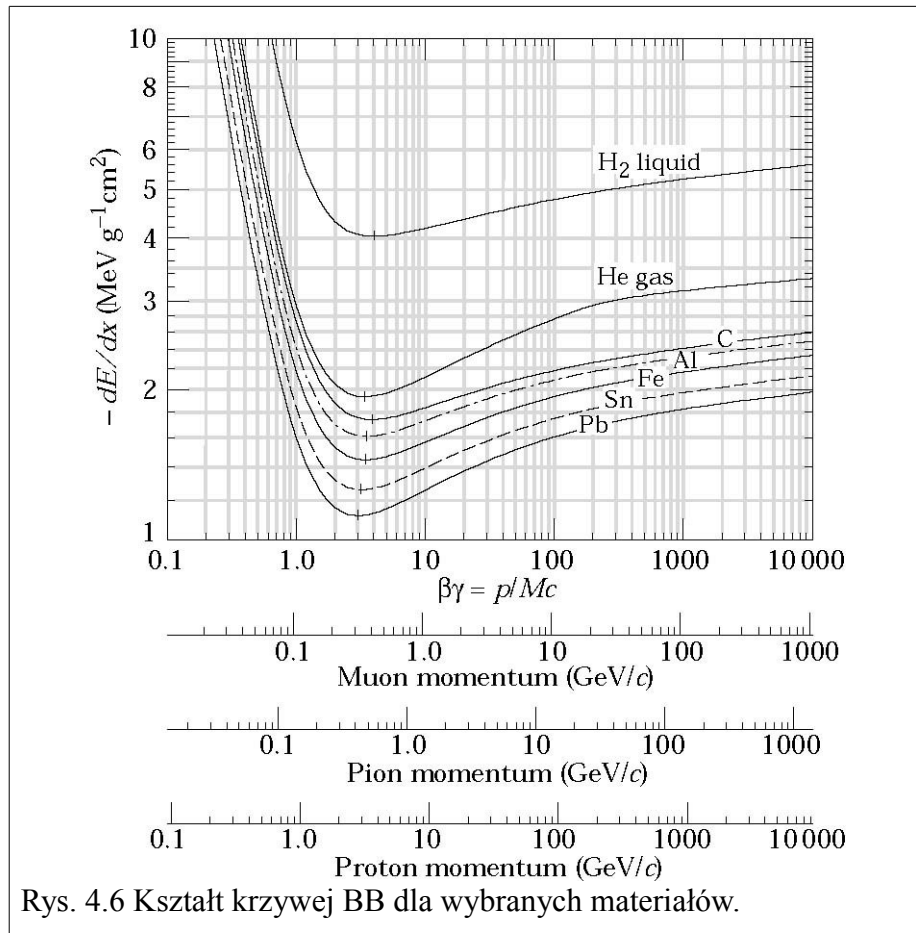
Na zakończenie należy jeszcze raz podkreślić, że prawo Bethego-Blocha jest po części fenomenologiczne, jego wyprowadzenie opiera się na szeregu założeń i uproszczeń. Niektóre procesy są uwzględnione tylko jako dowolne parametry, których wartość dla naszego detektora trzeba w praktyce potwierdzić poprzez pomiary. Na rys. 4.4 pokazano przykład wpływu różnych przybliżeń w wyznaczaniu parametru W_{\max} na kształt krzywej.

Prawo Bethego-Blocha w ośrodkach

Charakterystycznym punktem krzywej Bethego-Blocha jest jej minimum. Dlatego jego położenie i wartość straty energii jej odpowiadającej jest przedmiotem szczegółowych badań. Naturalnie oczekujemy, że straty energii w ośrodkach o różnym stanie skupienia będą znacząco inne – cząstka będzie tracić na jednostkę drogi znacznie więcej energii w metalu niż w parach tego samego pierwiastka. Jednak okazuje się, że da się ten efekt sparametryzować w trywialny sposób: dzieląc stratę energii przez gęstość ośrodka. Otrzymuje się wtedy wielkość wyrażoną w jednostkach $\text{MeV}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$. Na rys. 4.5 pokazana jest zależność wartości średniej straty energii na jednostkę drogi w minimum krzywej BB w różnych materiałach, o różnym stanie skupienia. Po przeskalowaniu przez gęstość ośrodka, dla materiałów o dużym Z , widać liniową zależność tej wielkości od logarytmu Z dla większości ośrodków, z pewnymi odstępstwami dla materiałów o niskim Z .



Na rys. 4.6 przy pomocy tej samej zmiennej pokazano kształt i absolutną wartość dla krzywej Bethego-Blocha w różnych materiałach. Widać, że skalowanie obserwowane dla wartości w minimum zachowuje się dość dobrze także dla innych punktów krzywej. Można też zaobserwować drobne różnice w kształcie krzywej, szczególnie dla obszaru relatywistycznego wzrostu za minimum krzywej. Widać także, że mimo iż mamy do czynienia z ośrodkami o skrajnych gęstościach i stanach skupienia (gazowy hel w porównaniu do ołowiu w stanie stałym), to po trywialnym przeskalowaniu przez gęstość, wartości średniej straty energii na odcinek drogi mają ten sam rząd wielkości.



Jak widać prawo BB jest doskonałym punktem wyjścia do projektowania detektorów opartych na procesie jonizacji. Na jego podstawie zdefiniowano kilka dodatkowych własności i zależności użytecznych w praktycznych zastosowaniach. Samo prawo BB podaje wzór na zdolność hamowania dE/dx , wyrażaną w jednostkach naturalnych dla detektorów promieniowania, t.j. jako MeV/cm. Wielkość ta podzielona przez gęstość ośrodka daje masową zdolność hamowania dE/dm , czyli całkowitą energię deponowaną na jednostkę masy i jednostkę powierzchni.

$$\frac{dE}{dx} = \rho \frac{dE}{dm} \quad (4.4)$$

Obie te wielkości są istotne z punktu widzenia zagadnień fizycznych – to właśnie stratę energii chcemy zmierzyć. Jednak w detektorze zmierzemy pewien sygnał prądowy, a ten będzie zależny nie od straconej energii, a od liczby wytworzonych jonów. Trzeba więc wyznaczyć również specyficzną jonizację w ośrodku dN/dx , czyli liczbę jonów produkowanych na jednostkę długości. Wielkość ta jest związana ze stratą energii poprzez znany już parametr potencjału jonizacyjnego I . W najprostszym przypadku

$$\frac{dE}{dx} = I \frac{dN}{dx} \quad (4.5)$$

Wyznaczenie dokładnej zależności pomiędzy dE/dx a dN/dx jest podstawowym elementem kalibracji detektora opartego na procesie jonizacji.

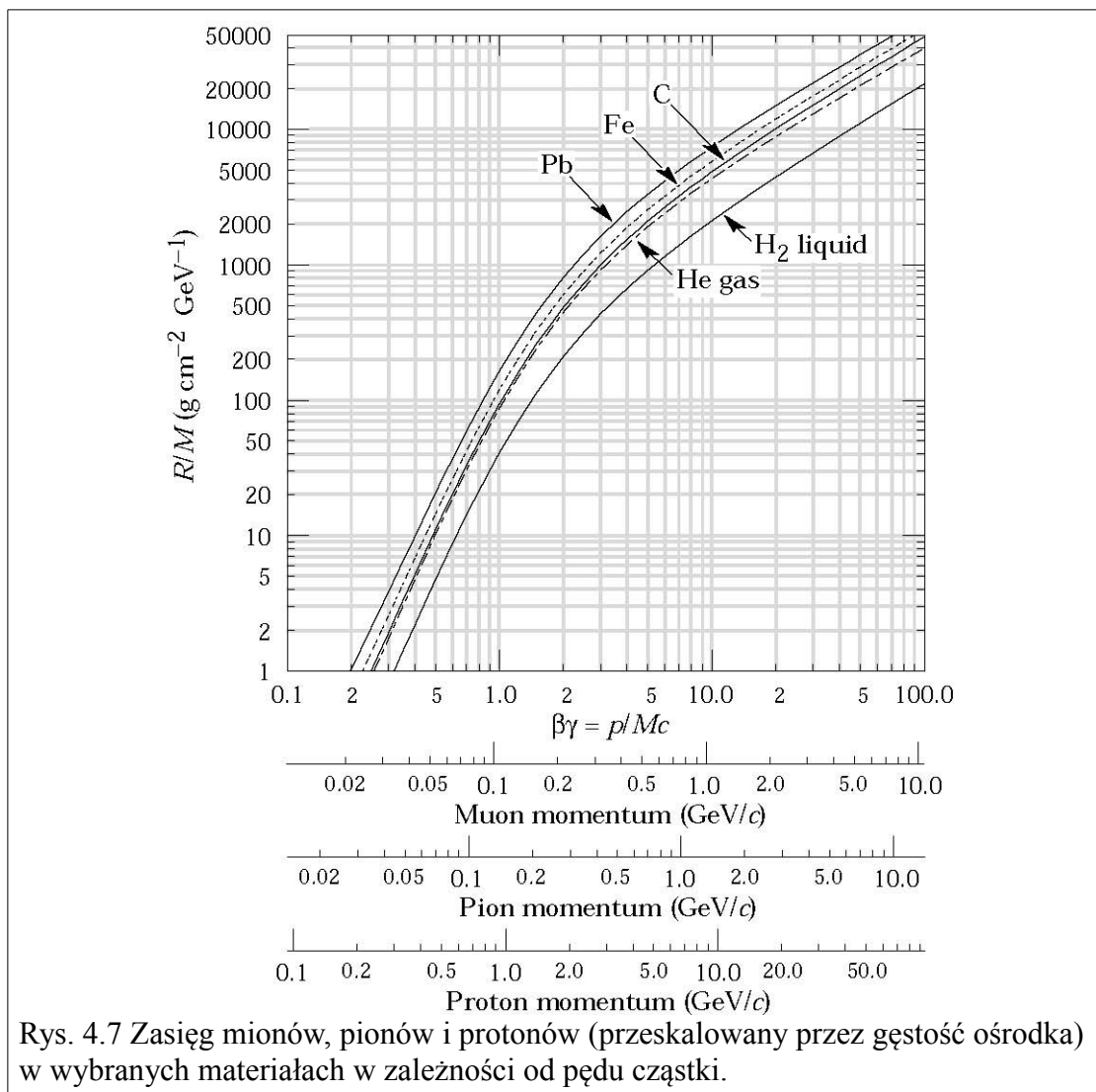
Jeżeli rozważamy jonizację w ośrodku, w którego skład wchodzi mieszanina pierwiastków, to sumuje się masowa zdolność hamowania każdego z nich:

$$\left(\frac{dE}{dm}\right)_{\text{sum}} = \left(\frac{dE}{dm}\right)_1 + \left(\frac{dE}{dm}\right)_2 + \dots \quad (4.6)$$

W ten sposób naturalnie uwzględniona jest też procentowa zawartość każdego ze składników w mieszaninie.

Jonizacja a zasięg cząstki

Prawo Bethego-Blocha ma kluczowe znaczenie dla detektorów, w których cząstka traci tylko nieznaczną część swojej energii, a mierzy się średnią stratę energii na odcinek drogi. Z tego samego prawa wyprowadzić można jednak istotne własności dla drugiego rodzaju detektorów, które polegają na całkowitym zatrzymaniu cząstki, czyli odbierają całą jej energię. W tym przypadku istotny jest zasięg cząstki w materiale, czyli to jak daleko dana cząstka wniknie do detektora. Przypomnieć należy, że dla cząstek znacząco cięższych od elektronu, czyli tych dla których obowiązuje prawo BB, zależność zdeponowanej energii od drogi w ośrodku opisuje krzywa Bragga. Wszystkie te zależności: prawo BB, krzywa Bragga i zasięg cząstek są oczywiście ściśle powiązane, są one po prostu różnymi wnioskami z tej samej teorii opisującej proces jonizacji w ośrodkach.



Rys. 4.7 Zasięg mionów, pionów i protonów (przeskalowany przez gęstość ośrodka) w wybranych materiałach w zależności od pędu cząstki.

Na rys. 4.7 przedstawiono zasięg trzech rodzajów cząstek w wybranych materiałach w zależności od początkowego pędu tych cząstek. Po raz kolejny przeskalowanie zasięgu przez gęstość ośrodka pozwala na przedstawienie tej zależności na jednym wykresie dla substancji o krańcowo różnych gęstościach i stanach skupienia.

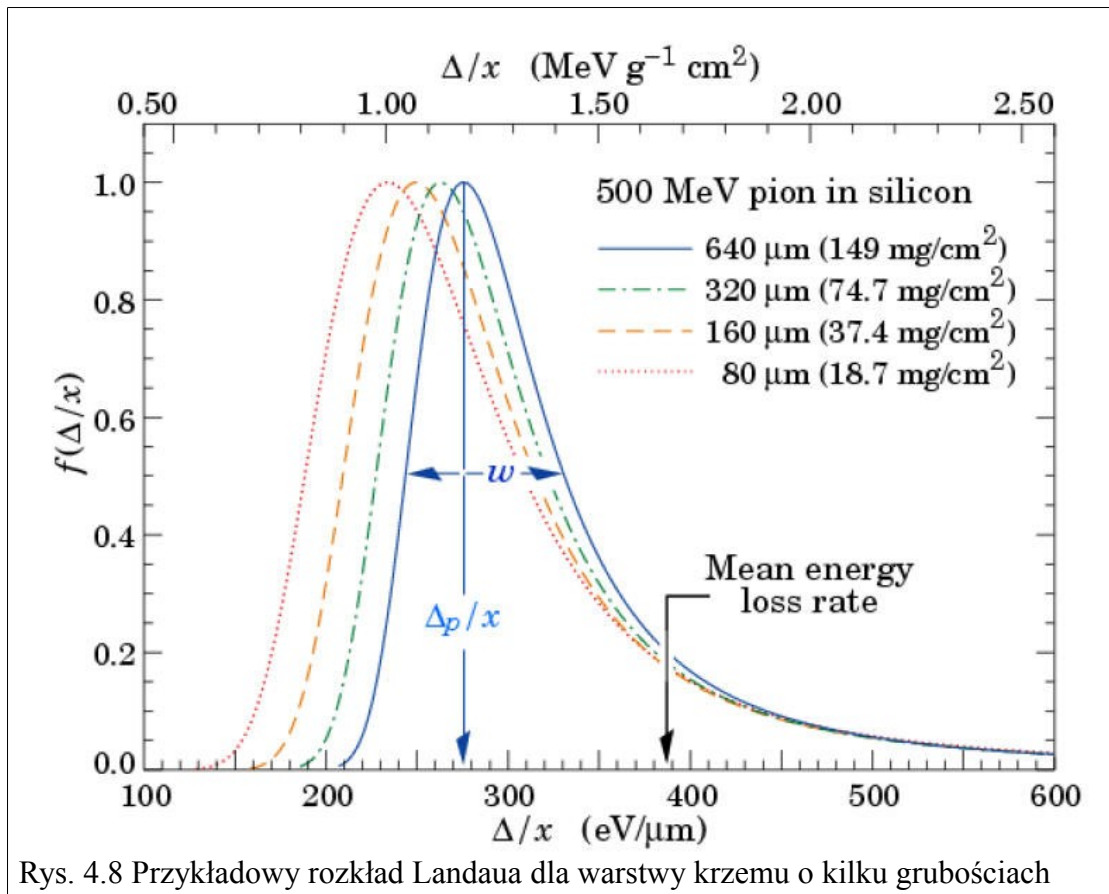
Prześledźmy trajektorię cząstki w ośrodku patrząc na rys. 4.4. Jeśli pęd cząstki przekracza 100 MeV, to w początkowej fazie lotu będzie ona traciła stosunkowo mało energii na odcinek drogi. Jej prędkość będzie stopniowo malała, aż spadnie poniżej prędkości odpowiadającej minimum jonizacji. Wtedy nastąpi sprzężenie zwrotne: strata energii spowoduje zmniejszenie prędkości, czyli przesunięcie się na krzywej BB w stronę raptownie rosnącej kwadratowo straty energii. Im mniejsza będzie energia cząstki, tym szybciej będzie ją ona traciła. W efekcie w końcowej fazie lotu nastąpi gwałtowna depozycja energii przez cząstkę aż do jej całkowitego zatrzymania. Widać więc

wyraźnie, że kształt krzywej Bragga da się bezpośrednio wyjaśnić na podstawie prawa Bethego-Blocha.

Trzeba też rozważyć zasięg cząstki. Na rys. 4.7 widać wyraźnie, że po lewej stronie wykresu zasięg rośnie szybko z pędem cząstki, w środkowej części wykresu następuje przegięcie i w prawej części zasięg rośnie z energią wolniej (w skali logarytmicznej). Porównując skalę dla mionów z wykresem na rys. 4.4 widać natychmiast, że punkt przegięcia odpowiada położeniu minimum krzywej Bethego-Blocha. Można to w prosty sposób wyjaśnić. Jeśli cząstka ma energię poniżej minimum, to będzie ją tracić w szybkim tempie, stąd jej zasięg będzie ograniczony. Zwiększenie energii cząstki da dwa wzmacniające się efekty. Po pierwsze więcej jest energii do stracenia, stąd jej całkowite oddanie do ośrodka wymaga przebycia większej drogi. Po drugie w początkowym stadium cząstka będzie, na jednostkę drogi, tracić mniej energii, niż cząstka wolniejsza, gdyż przesunie się w stronę minimum krzywej BB! W efekcie zasięg będzie znacząco rósł z początkową energią. Po przekroczeniu minimum krzywej BB pozostanie nam tylko pierwszy efekt. Drugi odwróci swoje działanie – teraz cząstka o większej energii będzie w początkowej fazie tracić na jednostkę drogi więcej energii niż cząstka wolniejsza. Stąd sumaryczny wzrost zasięgu z energią jest znacząco słabszy w prawej części wykresu.

Rozkład strat energii

Prawo Bethego-Blocha pozwala wyznaczyć średnią stratę energii na odcinek drogi i jest sformułowane w postaci różniczkowej. Każdy realny detektor ma jednak skończoną grubość, która w dodatku nie może być zbyt mała. Inaczej zdeponowany ładunek byłby na tyle mały, że nie byłby wykrywalny. W takim detektorze jonizacja polega na skończonej ilości aktów przekazania energii do ośrodka. Pojedyncza cząstka pozostawi więc w nim losową ilość energii. Jeśli stworzymy wykres takich strat energii dla wielu identycznych cząstek przenikających detektor, to uzyskamy krzywą będącą rozkładem prawdopodobieństwa. Dla tego właśnie problemu, t.j. do opisu strat energii cząstek „ciężkich” na jonizację w cienkich warstwach materiałów wyprowadzono specjalny rozkład prawdopodobieństwa nazywany rozkładem Landaua. Jako, że jest on kluczowy w projektowaniu detektorów, opiszemy go szczegółowo.



Na rys. 4.8 przedstawiono przykładowy rozkład Landaua dla warstwy krzemu o grubości rzędu 300 μm . Dla małego zdeponowanego ładunku krzywa przypomina kształtem krzywą Gaussa, co jest zrozumiałe – w tym obszarze jonizacja pochodzi ze złożenia wielu małych losowych procesów przekazania energii. Jednak wraz ze zwiększaniem się przekazanej energii uwidaczniają się szczególne własności fizyczne jonizacji. Aby proces był opisany krzywą Gaussa, wszystkie pojedyncze procesy muszą być opisane tą samą gęstością prawdopodobieństwa o skończonej wariancji. Jednak przy jonizacji zdarza się, że w jednym akcie zostanie przekazana energia o wartości nawet rząd wielkości większej niż średnio. Efektem jest długi ogon rozkładu prawdopodobieństwa dla dużych wartości przekazanej energii. Rozkład Landaua jest więc niesymetryczny. Na wykresie pokazany jest rozkład wyliczony analitycznie. Wartość średnia może być wyliczona poprzez całkowanie rozkładu w całym zakresie zmienności. Natomiast z samego kształtu krzywej Landaua można odczytać położenie maksimum krzywej. Jest to wartość znacząco mniejsza od wartości średniej. Rozkład ma szerokie maksimum, które jest zwykle dobrze rozpoznawalne w pomiarach z detektora.

W wyprowadzeniu krzywej Bethego-Blocha jednym z etapów jest właśnie całkowanie rozkładu Landaua, które w ogólności powinno być przeprowadzone do nieskończoności. Jednak praktycznie

przeprowadza się je tylko do określonej wartości W_{\max} . Jest ona około 4-krotnie większa od położenia maksimum i trzykrotnie wyższa od wartości średniej.

W detektorach często istotne jest wyznaczenie wartości średniej straty energii, gdyż to jest właśnie wartość podawana przez prawo Bethego-Blocha. Jednak w danych eksperymentalnych najłatwiej jest wyznaczyć położenie maksimum strat energii – co dla rozkładu niesymetrycznego nie jest tym samym. Z formalnego punktu widzenia należałoby dokonać pomiarów strat energii do bardzo dużych wartości i z uzyskanego rozkładu wyznaczyć wartość średnią. Jest to jednak niemożliwe z kilku powodów. Po pierwsze dobrze zaprojektowany detektor będzie najbardziej czuły tam, gdzie spodziewamy się maksymalnego sygnału, a nie dla dużych wielkości strat energii. Po drugie, jak widać z Rys. 4.8 duże straty energii są bardzo mało prawdopodobne w porównaniu ze średnimi, stąd ich wyznaczenie wymagałoby pomiaru o ogromnej statystyce (czyli np. trwającego bardzo długo) co często jest niepraktyczne. Po trzecie często w detektorze mamy do czynienia z cząstkami różnego rodzaju. Wtedy obszar dużych strat energii dla danego rodzaju cząstki może się przekrywać z obszarem maksimum strat energii dla innego typu cząstek – będzie on więc niemierzalny. W takim przypadku stosuje się obcięcie obszaru strat energii, dla którego dokonuje się pomiarów. Wyznaczenie średniej straty energii powinno wtedy polegać na dopasowaniu krzywej Landaua do tego rozkładu i wyznaczenie średniej w takim dopasowaniu.

Inne ważne rozkłady statystyczne

W pomiarach polegających na zliczaniu cząstek podstawowym rozkładem prawdopodobieństwa jest rozkład dwumianowy. Występują w nim dwie klasy zdarzeń: A o prawdopodobieństwie p oraz B o prawdopodobieństwie $(1-p)$. Klasę A często utożsamiamy ze rejestracją cząstki (zliczeniem), a klasę B z brakiem zliczenia. Wtedy prawdopodobieństwo, że wśród N_0 zdarzeń znajdzie się n klasy A wynosi:

$$W(n) = \frac{N_0!}{(N_0 - n)! n!} p^n (1 - p)^{N_0 - n} \quad (4.7)$$

zaś odchylenie standardowe tej wielkości to

$$\sigma_0 = [N_0 p (1 - p)]^{1/2} \quad (4.8)$$

Na przykład gdy początkowo jest N_0 atomów promieniotwórczych to w wyniku rozpadów ich liczba maleje z czasem jak $e^{-\lambda t}$, gdzie λ to stała rozpadu. Stąd prawdopodobieństwo, że dany atom

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

się rozpadnie wynosi $1 - e^{-\lambda t}$. Można wyliczyć przeciętną (oczekiwaną) liczbę rozpadów w czasie t :

$$\bar{n} = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.9)$$

Odchylenie standardowe tej wielkości to:

$$\sigma = \left[N_0(1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t} \right]^{1/2} = (\bar{n} e^{-\lambda t})^{1/2} \quad (4.10)$$

W podobny sposób można zinterpretować pomiar polegający na zliczaniu przypadków. Ustalamy czas jednostkowy na taki, w którym może wystąpić najwyżej jedno zliczenie. Wtedy N_0 to ilość takich czasów jednostkowych w trakcie pomiaru, a p to prawdopodobieństwo zajścia zliczenia w takim czasie.

Dodatkowo, jeśli można założyć, że iloczyn stałej rozpadu λ i czasu trwania pomiaru t jest mały (t.j. $\lambda t \ll 1$), to odchylenie standardowe można przedstawić w bardzo prostej formie:

$$\sigma = (\bar{n})^{1/2} \quad (4.11)$$

Stąd właśnie bierze się, podawana często bez głębszego zrozumienia zasada: „błąd liczby zliczeń równy jest pierwiastkowi z liczby zliczeń”. Podamy teraz formalne wyprowadzenie tej zależności oraz granice jej stosowania.

W obu powyżej podanych przykładach: pomiaru zliczającego oraz rozpadów wielu atomów można tak dobrać warunki pomiaru, aby spełnione były poniższe zależności:

$$\lambda t \ll 1 \rightarrow p = 1 - e^{-\lambda t} \ll 1, N_0 \gg 1, n \ll N_0 \quad (4.12)$$

Odpowiada to częstemu przypadkowi, gdy mamy dużą liczbę atomów o długim okresie połowicznego rozpadu – tak jak w standardowych źródłkach promieniotwórczych.

Dokonując podstawień otrzymujemy wzór na prawdopodobieństwo zarejestrowania n rozpadów (dokonania n zliczeń):

$$W(n) = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!} \quad (4.13)$$

Jest to rozkład Poissona. Dla małych ilości zliczeń jest on niesymetryczny. W takim przypadku niepewność statystyczna ilości rozpadów również jest niesymetryczna – jest to przypadek tzw. „błędu niesymetrycznego”. Musi być ona wyznaczana bezpośrednio z rozkładu Poissona. W granicznym przypadku gdy ilość zarejestrowanych zliczeń wynosi 0, wyznacza się tylko tzw. górną granicę prawdopodobieństwa zajścia zliczenia. Gdy konieczne jest stosowanie rozkładu Poissona, mamy właśnie do czynienia z przypadkiem, gdy nie jest prawdziwa zasada: „błąd pomiaru to

pierwiastek z liczby zliczeń”.

Zazwyczaj projektujemy jednak nasz układ tak, by liczba zliczeń była znaczna (większa od 100). Wtedy rozkład Poissona można przybliżyć przez rozkład Gaussa:

$$W(n) = (2\pi\bar{n})^{1/2} \exp\left[-\frac{(\bar{n}-n)^2}{2\bar{n}}\right] \quad (4.14)$$

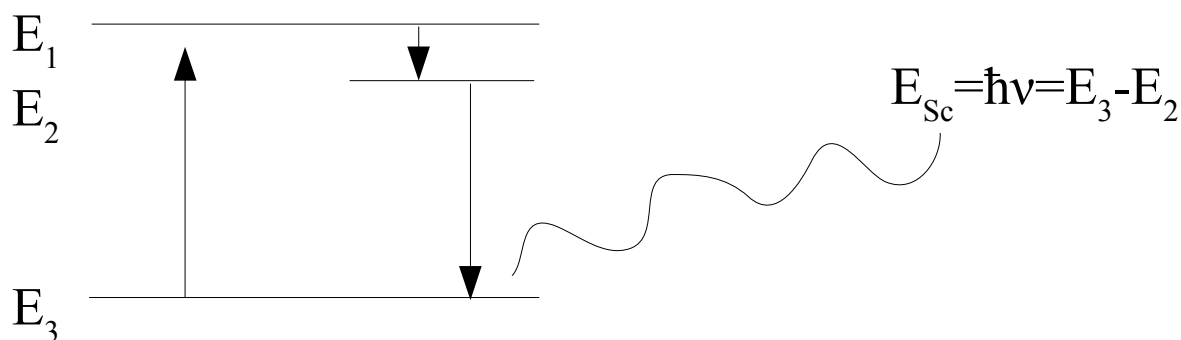
i otrzymujemy wspomnianą zależność:

$$\sigma = (\bar{n})^{1/2} \quad (4.15)$$

Właśnie dlatego w pomiarach licznikowych, gdy liczba zliczeń jest znaczna, niepewność pomiaru, utożsamiana z niepewnością statystyczną jest równa pierwiastkowi z liczby zliczeń. Oznacza to, że niepewność względna maleje z liczbą zliczeń.

Scyntyłacja

Scyntyłacja to proces emisji światła pod wpływem promieniowania jonizującego. Był to historycznie jeden z pierwszych sposobów wykrywania promieniowania – to przy jego pomocy Rutherford dokonał swojego słynnego odkrycia jądra atomowego. Fizycznie proces polega na wzbudzeniu atomu, cząsteczki lub sieci krystalicznej ośrodka przez cząstkę. Następnie część tej energii jest tracona (na wzbudzenie termiczne lub przejście elektronu w sieci krystalicznej na poziom domieszki) a pozostała energia jest emitowana w postaci kwantu promieniowania elektromagnetycznego w zakresie widzialnym lub w jego pobliżu.



Rys. 4.9 Schematyczne przedstawienie poziomów energetycznych w materiale scyntylicyjnym

Schematycznie strukturę poziomów energetycznych w materiale scyntylicyjnym przedstawiono

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

na Rys. 4.9. Konkretna realizacja tego schematu może być różna w różnych materiałach. Na przykład w scyntylatorach organicznych poziomy energetyczne odpowiadają wzbudzeniom cząsteczek chemicznych a w scyntylatorach krystalicznych są to pasma energetyczne w domieszkowanej sieci krystalicznej. Dla wystąpienia procesu scyntylacji konieczne jest istnienie co najmniej trzech poziomów energetycznych. Gdyby istniały tylko dwa (wzbudzony i podstawowy) to wyemitowany wskutek przejścia między nimi foton byłby natychmiast absorbowany przez sam materiał, przez co nie miałby on możliwości dotarcia do detektora. Po wprowadzeniu dodatkowego poziomu scyntylator staje się przezroczysty dla własnego promieniowania.

Jak każdy proces kwantowy, proces przejścia atomu, cząsteczki czy sieci do stanu podstawowego to proces losowy, który zachodzi z określonym prawdopodobieństwem. Czas który upłynie pomiędzy wzbudzeniem a emisją fotonu opisany jest prostą gęstością prawdopodobieństwa:

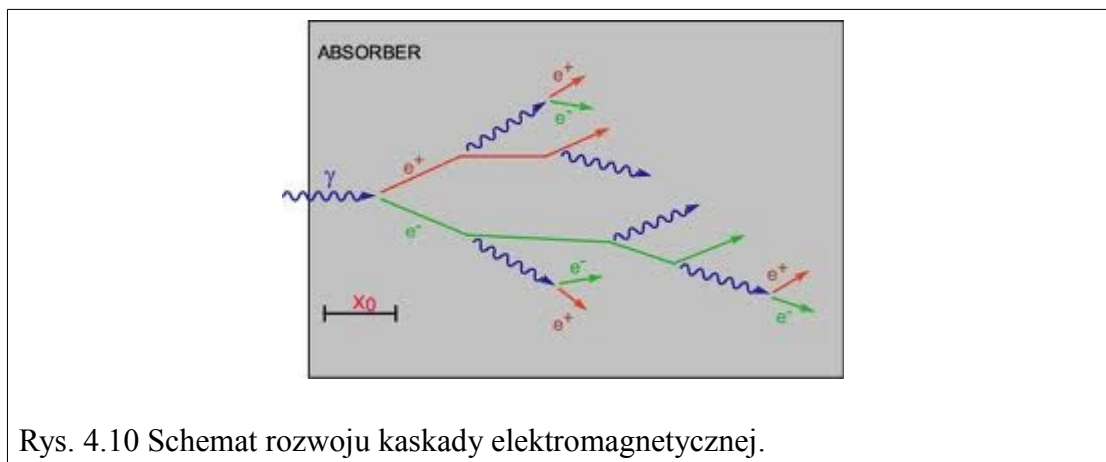
$$P(t) \approx \exp(-t/\tau) \quad (4.16)$$

Stała czasowa τ zależy od materiału i zwykle wynosi mniej niż 10^{-8} s. Dzięki temu detektory korzystające z procesu scyntylacji mogą być stosunkowo szybkie. Istnieją jednak materiały, w których czas ten jest znacząco dłuższy, mają one jednak inne zalety które przeważają w niektórych zastosowaniach.

Foton wyemitowany w procesie scyntylacji musi być następnie wykryty przez dedykowane urządzenia. Zostanie to opisane w rozdziale 7 omawiającym detektory scyntylacyjne. Tam też podane zostaną przykłady materiałów scyntylujących i ich własności.

Kaskady elektromagnetyczne

Proces powstawania kaskad elektromagnetycznych nie jest stricte nowym procesem oddziaływania promieniowania z materią. Jest on kombinacją dwóch opisanych już wcześniej w rozdziale 2 procesów. Jednak ich kombinacja daje jakościowo nowe efekty, które są z wielu względów istotne w procesie detekcji cząstek, dlatego omówimy to zjawisko oddzielnie.



Rys. 4.10 Schemat rozwoju kaskady elektromagnetycznej.

Wysokoenergetyczny elektron, który znajduje się w polu elektrycznym jądra może doznać gwałtownej zmiany pędu. Emituje wtedy kwant promieniowania hamowania (czasem nazywanego „bremsstrahlung”), który może unieść znaczącą część jego energii. Kwant gamma o energii wyższej niż dwie masy elektronu może w pobliżu jądra atomowego zamienić się na parę elektron-pozyton. Oba leptony unoszą wtedy po połowie energii kwantu gamma. Proces ten jest dominującym sposobem oddziaływania kwantów gamma o wysokiej energii z materią. Oba procesy do wystąpienia wymagają jąder atomowych, czyli ośrodka materialnego. Widać, że cząstki produkowane przez jeden proces, są cząstkami wywołującymi proces drugi. Można więc złożyć je w kaskadę, w której produkowane są na przemian kwanty gamma i pary elektron-pozyton. Jest to pokazane schematycznie na Rys. 4.10.

W obu procesach energia cząstek wyprodukowanych stanowi połowę energii cząstki pierwotnej. Każda wyprodukowana cząstka może więc wywołać kolejny proces. W efekcie liczba cząstek w lawinie rośnie wykładniczo (czyli „lawinowo”, stąd nazwa), zaś ich energia spada logarymicznie. Zauważmy, że cząstki wchodzące w skład lawiny nie są mierzone bezpośrednio. Gdy energia fotonów spadnie poniżej progu na kreację par, proces narastania lawiny naturalnie się kończy. Pozostają w niej tylko cząstki nisko energetyczne, które oddziałują z materiałem w znany już sposób, to jest poprzez jonizację lub scyntylację. I to dzięki tym procesom kaskada elektromagnetyczna jest ostatecznie mierzona.

Proces hamowania elektronów jest dobrze opisany. Wiadomo, że elektron traci $(1-1/e)$ ze swojej energii na drodze, która jest stałą materiałową oznaczaną symbolem X_0 . Nazywamy ją długością radiacyjną (ang. „radiation length”). Z kolei wysokoenergetyczny kwant gamma oddziałuje z ośrodkiem poprzez kreację par, a X_0 to $7/9$ średniej drogi swobodnej na takie oddziaływanie. Tak więc oba procesy w naturalny sposób rozważa się w jednostkach X_0 . Okazuje

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

się, że jeśli badamy parametry rozwoju kaskady, takie jak jej zasięg, rozmiar poprzeczny, energię zdeponowaną, itp. to jeśli wyrazimy je w jednostkach X_0 , to będą one miały bardzo podobny przebieg dla wielu materiałów.

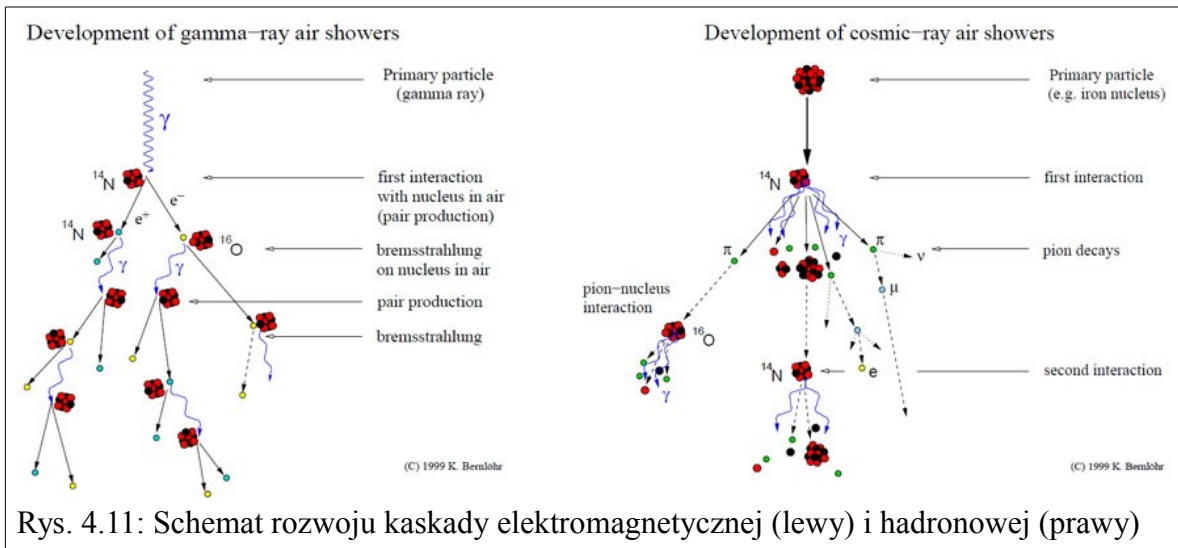
Kaskady elektromagnetyczne mają szereg istotnych własności, dzięki którym dobrze nadają się na proces będący podstawą do detekcji wysokoenergetycznych elektronów i fotonów:

- Ze względu na wykładnicze tłumienie energii cząstki z głębokością wnikania do materiału pozwalają na zatrzymanie i detekcję cząstek o ogromnych energiach.
- Kaskady są dobrze zlokalizowane przestrzennie i to zarówno w kierunku podłużnym (kierunku loty cząstki), jak i poprzecznym. Pozwala to na budowanie zwartych detektorów, w których zdeponowana jest cała energia cząstki. Pozwala to również na otrzymanie informacji o miejscu przejścia cząstki i kierunku jej ruchu.
- Ze względu na absorpcję całej energii cząstki, można w oparciu o kaskady budować kalorymetry, czyli detektory mierzące energię cząstki.
- Rozwój kaskady elektromagnetycznej jest procesem ściśle opisanym przez elektrodynamikę kwantową, stąd może być symulowany z dużą dokładnością. Ułatwia to projektowanie detektorów.

Detektory działające w oparciu o proces kaskad elektromagnetycznych zostaną opisane w rozdziale 8.

Kaskady hadronowe

Wysokoenergetyczne hadrony docierając do ośrodka materialnego mogą oddziaływać z jądrami atomowymi i wywoływać gwałtowne reakcje jądrowe (zderzenia jądrowe). W wyniku takich reakcji mogą powstawać wtórne hadrony (w tym piony, nukleony i fragmenty jądrowe) jak i kwanty gamma. Z kolei wtórne hadrony mogą wywołać kolejne reakcje jądrowe uderzając w kolejne jądra atomowe. W ten sposób na przykład oddziałują z atmosferą ziemską hadrony wchodzące w skład promieniowania kosmicznego. Schemat takiego oddziaływania przedstawiony jest na Rys. 4.11.



Rys. 4.11: Schemat rozwoju kaskady elektromagnetycznej (lewy) i hadronowej (prawy)

Średnia droga na oddziaływanie hadronu oznaczana jest symbolem λ_I i może być wyznaczona, jeżeli znany jest przekrój czynny σ na odpowiednie oddziaływanie silne:

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \sigma} \cdot \frac{1}{\rho} \quad (4.17)$$

gdzie A to liczba atomowa ośrodka, N_A to stała Avogadrego a ρ to gęstość ośrodka. Rozwój kaskady hadronowej naturalnie jest rozważać właśnie w jednostkach λ_I . W końcowej fazie rozwoju kaskady, gdy energia hadronów spada poniżej progu na produkcję pionów, kaskada przestaje się rozwijać, i można wykryć cząstki wtórne.

Kaskady hadronowe pozwalają na wykrywanie wysokoenergetycznych cząstek oddziałujących silnie, a więc nukleonów, pionów, kaonów, jąder i fragmentów jądrowych. Kwanty gamma, choć też mogą wywołać takie reakcje, mają dużo większe prawdopodobieństwo wywołania kaskady elektromagnetycznej.

Istnieją daleko idące analogie pomiędzy kaskadami elektromagnetycznymi i hadronowymi. W obu przypadkach oddziaływanie powoduje że energia cząstki dzieli się na dwie lub więcej części, więc wraz z wnikaniem do materiału energia cząstki pierwotnej spada logarytmicznie a ilość cząstek wchodzących w skład kaskady rośnie wykładniczo. Stąd możliwość budowania kalorymetrów hadronowych opartych na tym procesie. Podkreślić jednak należy, że długość radiacyjna X_0 jest w danym materiale zwykle o rząd wielkości mniejsza od średniej długości na oddziaływanie λ_I .

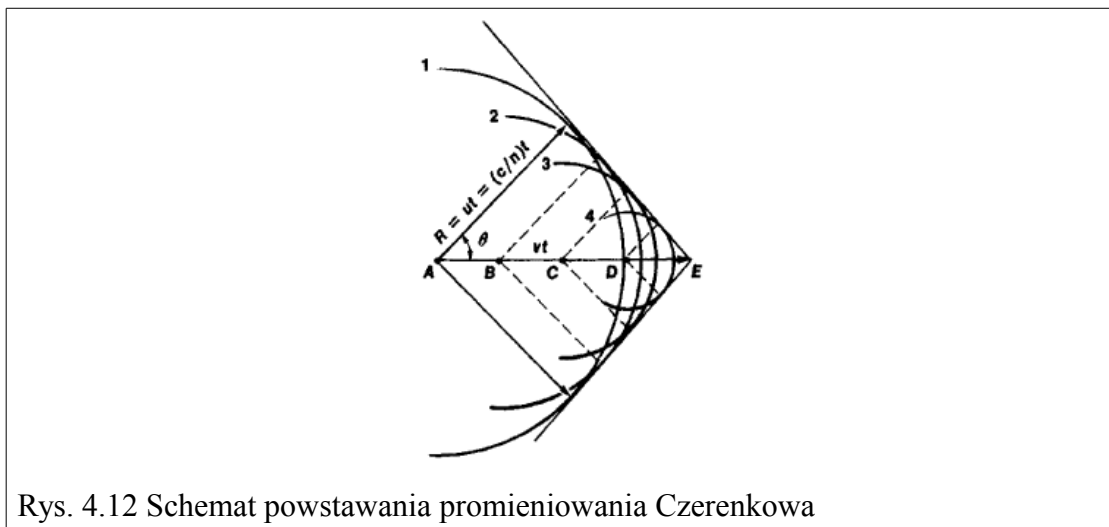
Istnieją również jakościowe różnice pomiędzy dwoma rodzajami kaskad. Kaskady hadronowe zwykle zawierają w sobie składnik elektromagnetyczny. Ze względu na ogromne zróżnicowanie

możliwych procesów jądrowych kaskady hadronowe dużo trudniej modelować, występują w nich także dużo większe fluktuacje.

Detektory oparte na procesie kaskad hadronowych również zostaną opisane w rozdziale 8.

Promieniowanie Czerenkowa

Jeżeli cząstka naładowana porusza się w ośrodku materialnym z prędkością przekraczającą prędkość fazową zaburzenia w tym ośrodku (czyli prędkość światła w ośrodku), powstaje dobrze znany efekt „fali uderzeniowej”, który w tym przypadku nazywamy promieniowaniem Czerenkowa. Jest on wykrywalny jako kwanty promieniowania elektromagnetycznego, emitowane pod ściśle określonym kątem do kierunku ruchu cząstki – tworzące charakterystyczny stożek. Jest to schematycznie pokazane na Rys. 4.12.



Rys. 4.12 Schemat powstawania promieniowania Czerenkowa

Mierząc kąt rozwarcia cząstki można zmierzyć jej prędkość β , korzystając z zależności:

$$\cos(\theta_C) = (1/n\beta) \quad \tan(\theta_C) = \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \quad (4.18)$$

Można również wyznaczyć ilość fotonów emitowanych na jednostkę drogi w materiale:

$$\frac{d^2 N}{dE dx} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_C = \frac{\alpha z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)} \right) \quad (4.19)$$

gdzie α to stała struktury subtelnej, z to ładunek cząstki, a n to współczynnik załamania materiału.

Promieniowanie Czerenkowa ma kilka istotnych własności. Po pierwsze ma ściśle określony próg występowania – cząstka musi być szybsza od światła w materiale, poniżej tej prędkości efekt

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

w ogóle nie występuje. Daje to duże możliwości identyfikacji cząstek, jeśli połączy się taki detektor z innymi. Im cząstka cięższa, tym trudniej rozpędzić ją powyżej prędkości światła w materiale (ten sam pęd będzie oznaczał niższą prędkość), stąd wykrycie promieniowania Czerenkowa zwykle oznacza wykrycie cząstki lekkiej.

Efekt Czerenkowa występuje tylko dla bardzo szybkich cząstek, a więc takich, które mają ogromne energie. Okazuje się, że inne metody pomiaru energii czy prędkości są w tym przedziale energii zawodne, lub mają ogromną niepewność. Detektory Czerenkowa z kolei właśnie w tym zakresie działają najlepiej, a w ogóle nie mierzą cząstek wolniejszych. Stanowią więc idealny element dopełniający układ detekcyjny i pozwalają na znaczące zwiększenie zakresu mierzonych prędkości (energii) cząstek.

Promieniowanie przejścia

Cząstka naładowana propagując przez materiał wywołuje jego lokalną polaryzację, t.j. zmienia wokół siebie pole elektromagnetyczne. W innym ośrodku polaryzacja taka ma inne własności, stąd jeśli znajdujemy się na granicy ośrodków powstaje nieciągłość pola elektromagnetycznego. Okazuje się, że zniwelowanie tej nieciągłości wymaga emisji fotonu. Efekt taki zachodzi, gdy szybka cząstka o dużym ładunku przechodzi przez granicę dwóch ośrodków. Wypromieniowana energia w takim procesie wynosi:

$$I = \alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p / 3 \quad (4.20)$$

gdzie z to ładunek cząstki, γ to jej czynnik Lorentza, a ω_p to charakterystyczna dla materiału częstotliwość promieniowania. Jak widać natężenie zwiększa się z czynnikiem Lorentzowskim cząstki, stąd dużo silniej promieniają cząstki lekkie. Efekt promieniowania przejścia może być wykorzystany do odróżnienia od siebie dwóch rodzajów cząstek lekkich – np. elektronów od pionów lub pionów od kaonów. Detektory zbudowane w oparciu o niego są więc klasycznymi konstrukcjami dopełniającymi w zaawansowanych układach detekcyjnych.

5. Komory jonizacyjne

Skrót

W tym rozdziale omówione zostaną szczegółowo detektory wykorzystujące zjawisko jonizacji ośrodka do detekcji cząstek, tak zwane komory jonizacyjne. Podane zostaną podstawowe tryby pracy komór jonizacyjnych. Przedstawione będą przykłady konstrukcji działających w różnych trybach. Omówione zostaną nowoczesne konstrukcje i ich możliwości.

Zasada działania

Komory jonizacyjne to detektory w których ośrodkiem aktywnym jest gaz, zamknięty w szczelnym pojemniku. Czasem gaz ten jest skraplany pod wpływem ciśnienia i mamy wtedy do czynienia z cieczą. Dzięki temu uzyskuje się większą gęstość ośrodka a więc i większą wartość jonizacji. W komorze wytwarzane jest stałe pole elektryczne. Cząstka naładowana, przenikając przez substancję aktywną, wywołuje jonizację. Opis tego procesu podany został w rozdziałach 2 i 4. Wytworzone jony zaczynają dryfować pod wpływem stałego pola elektrycznego. Przynajmniej jeden rodzaj z nich dociera do elektrody pomiarowej, wywołując mierzalny impuls. Tego typu detektory mają bardzo szerokie spektrum zastosowań. Najprostsze dają zwykły pomiar licznikowy. Bardziej zaawansowane pozwalają na pomiar strat energii na jonizację, a poprzez to identyfikację cząstek. W skrajnym przypadku, gdy cząstka zostanie całkowicie zatrzymana w objętości detektora, możliwy jest pomiar jej energii (mogą służyć jako kalorymetry). Często detektor jest duży – można wtedy wprowadzić segmentację elektrod odczytowych i badać również punkt przejścia cząstki, lub ich kombinację, czyli tor. W detektorze można również wytworzyć pole magnetyczne (trzeba zwrócić uwagę, że może ona zmieniać tor nie tylko cząstek badanych, ale również wytworzonych jonów). Zakrzywi ono tory cząstek naładowanych, z promienia krzywizny można wyznaczyć pęd cząstki.

Ze względu na istotę procesu jonizacji komory jonizacyjne są czułe na wszystkie cząstki naładowane (od elektronów do najcięższych jąder atomowych), nie wykrywają cząstek neutralnych, takich jak neutron. Pojedyncze kwanty gamma oddziałują na tyle słabo, że ich detekcja jest często

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

niepraktyczna, można natomiast wykrywać skolimowane wiązki (stąd np. można użyć wiązek laserowych do kalibracji detektora).

Jak wiadomo z prawa Bethego-Blocha cząstki naładowane tracą na jednostkę drogi określoną energię i dla każdej cząstki istnieje taki pęd, dla której ta energia jest minimalna. Taka cząstka MIP pozostawi w detektorze minimalną ilość ładunku, stąd należy go tak zaprojektować, aby była ona wykrywalna. Wtedy każda inna cząstka zostawi więcej energii, a więc też zostanie wykryta. Dla typowego gazu takiego jak argon (Ar) w warunkach normalnych dE/dx dla MIP to 2.4 keV/cm. Z kolei minimalna energia jonizacji jednego atomu to 15.8 eV, a na wytworzenie jednej pary jonów potrzeba średnio około 26 eV. Stąd na 1 cm drogi MIP wytworzy około 100 par elektron-jon. Jest to sygnał zbyt mały by go wykryć bezpośrednio. Trzeba więc stosować dodatkowe zabiegi, aby do detekcji doprowadzić:

- zwiększenie drogi w gazie poprzez zwiększenie rozmiaru detektora – ceną jest dłuższy czas zbierania sygnału
- zwiększenie dE/dx poprzez modyfikację ośrodka (zwiększenie ciśnienia, lub zamiana na ciecz) lub zmianę cząstki (cząstki ciężkie wywołują znacząco większą jonizację)
- zrezygnować z wykrywania pojedynczej cząstki – wykrywanie strumieni cząstek, pomiar profilu wiązki
- stosowanie wzmocnienia przy detekcji wytworzonych nośników (patrz komora drutowa i komora projekcji czasowej)
- zwiększenie natężenie pola elektrycznego powyżej progu na wywołanie wtórnej jonizacji – wywoływanie lawin. Ceną jest rezygnacja z proporcjonalności pomiaru.

Komory jonizacyjne są detektorami niezwykle wszechstronnymi i znajdują zastosowanie w wielu przypadkach:

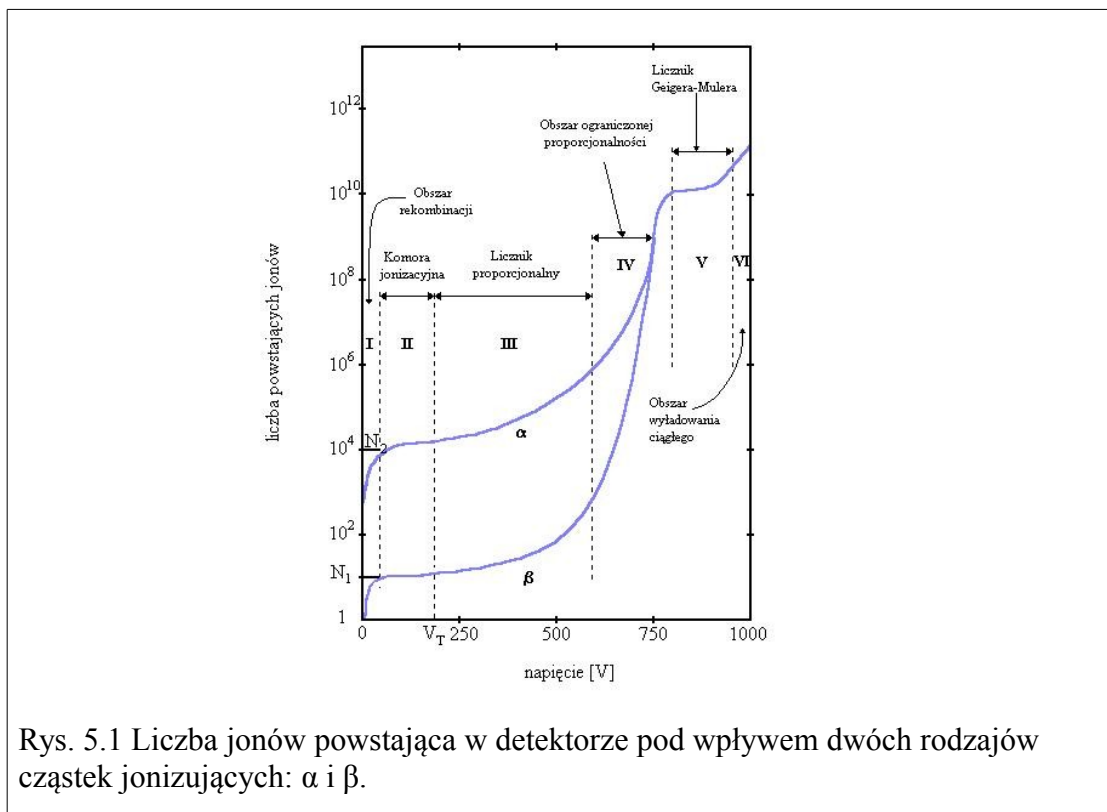
- Dozymetria czyli pomiar natężenia i dawki promieniowania. Komora umieszczona w polu promieniowania mierzy prąd przez nią płynący lub całkowity wytworzony ładunek. Historycznie naładowany elektroskop to również detektor promieniowania będący komorą jonizacyjną. Współczesne dozymetry budowane na zasadzie elektroskopu pozwalają na samodzielny odczyt dawki, bez konieczności wykonywania czasochłonnych operacji takich jak wywoływanie kliszy.

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

- Komory mierzące prąd płynący przez komorę nadają się do mierzenia profili i natężenia silnych wiązek. Ich główną zaletą jest niskie napięcie pracy oraz duża odporność radiacyjna, wynikająca z bardzo łatwej wymiany substancji aktywnej – wystarczy zwykły system gazowy.
- W fizyce jądrowej mierzy się ciężkie fragmenty jądrowe, które ze względu na dużą masę (a więc niską prędkość) oraz duży ładunek silnie jonizują ośrodek. Często możliwe jest nawet całkowite zatrzymanie takiej cząstki i pomiar jej energii.
- W fizyce wysokich energii stosuje się cieczowe komory jonizacyjne jako składnik kalorymetrów (ich część aktywną). Można łatwo budować konstrukcje składające się z wielu komór i sumować sygnał. Wymagają one jednak instalacji kriogenicznych oraz utrzymania dużej czystości cieczy.
- Komory projekcji czasowej stały się w fizyce wysokich energii standardowymi detektorami ogólnego przeznaczenia, mierzącymi trajektorię i pęd cząstek oraz pozwalającymi na ich identyfikację. Ich zaletą jest niski koszt, możliwość mierzenia pojedynczych cząstek przy ich relatywnie dużej gęstości na jednostkę kąta bryłowego i możliwość łatwego łączenia z dodatkowymi detektorami w tym samym układzie eksperymentalnym. Wadą jest stosunkowo mała prędkość działania.

Podział detektorów ze względu na napięcie działania

Komora jonizacyjna wymaga przyłożenia zewnętrznego napięcia w celu stworzenia pola elektrycznego i wywołania uporządkowanego ruchu elektronów w stronę elektrod odczytowych. W zależności od wielkości tego napięcia detektor może działać w różny sposób.



Rys. 5.1 Liczba jonów powstająca w detektorze pod wpływem dwóch rodzajów cząstek jonizujących: α i β .

Na Rys. 5.1 przedstawiono liczbę jonów docierających do elektrod w funkcji przyłożonego napięcia. Pokazane są wykresy dla dwóch cząstek o różnej zdolności jonizacji ośrodka (np. cząstek o różnym pędzie lub różnego typu). W obszarze I cząstki wywołują jonizację, jednak pole elektryczne jest tak słabe, że nie powoduje ich separacji. W związku z tym ładunki rekombinują i jonizacja samoczynnie zanika. Nie da się zbudować detektora działającego w tym obszarze. W strefie II praktycznie cały wytworzony ładunek dociera do elektrod i nie tworzy się żaden dodatkowy. To znaczy, że sygnał docierający do elektrod odczytowych jest równy temu wywołanemu przez cząstkę. W tym obszarze działają komory jonizacyjne, które będziemy omawiać w dalszej części rozdziału. W obszarze III, oprócz ładunku wytworzonego przez cząstkę, mamy dodatkowy ładunek pochodzący z jonizacji wtórnej. W tym obszarze pole jest tak silne, że elektrony wyzwolone przez cząstkę są przyspieszane tak bardzo, że same mogą wywołać dodatkową jonizację. Docierający do elektrod ładunek jest wciąż większy dla cząstki α , ale nie jest równy początkowemu. W tym rejonie można budować liczniki proporcjonalne – dają one informacje o przejściu cząstki, a wysokość impulsu może służyć do rozróżnienia kilku typów. Natomiast nie da się tu zmierzyć początkowej jonizacji. W regionie IV proporcjonalność ładunku stopniowo zanika (można tu budować liczniki proporcjonalne), by w regionie V doprowadzić do sytuacji, gdy każda cząstka jonizująca wywołuje ten sam, bardzo duży sygnał. Praktycznie oznacza

to, że elektrony wytworzone początkowo przez cząstkę są natychmiast gwałtownie przyspieszane, wywołują wtórną jonizację, z której elektrony również są przyspieszane. Następuje lawinowy wzrost liczby elektronów aż do wartości maksymalnej – jonizacji całego gazu w komorze. Następuje wyładowanie i przepływ prądu pomiędzy elektrodami – co powoduje zanik napięcia. W tym obszarze działa licznik Geigera-Muellera. Daje on silny standardowy sygnał dla przejścia dowolnej cząstki, jest to jednak informacja binarna tak/nie – bez możliwości badania własności cząstek. W rejonie VI napięcie jest tak duże, że gaz jonizuje się samoistnie i mamy do czynienia z ciągłym wyładowaniem – jest to rejon nieprzydatny z punktu widzenia detekcji cząstek.

Zachowanie jonów w gazach

W wyniku jonizacji w komorze powstają pary jonów dodatnich i ujemnych. W zewnętrznym polu elektrycznym dryfują, a ich zachowanie opisane jest wzorem:

$$w = \mu \frac{E}{p} \quad (5.1)$$

gdzie w to średnia prędkość przemieszczenia jonów (prędkość dryfu), μ to ruchliwość jonów, wynikająca z własności ośrodka a p to ciśnienie gazu. Gdy stosunek E/p jest mały, ruchliwość osiąga wartości rzędu 10^6 cm/s, przy dużych polach może ona wzrosnąć do około 10^7 cm/s. W gazach nośnikami ujemnymi są najczęściej elektrony, a dodatnimi – jony. W czasie dryfu elektrony mogą przylegać do neutralnych atomów i tworzyć ujemne jony. Z punktu widzenia detekcji taki elektron jest stracony. Do mieszanki gazowej w detektorze można dodawać określone substancje, aby wzmocnić lub osłabić ten efekt. Np. chlorowce, tlen i para wodna często dołączają elektrony. Z kolei argon, wodór, azot, tlenek węgla i amoniak przeciwnie, rzadko dołączają elektrony.

Gdy elektron napotka jon przeciwnego znaku, połączy się z nim w procesie rekombinacji, co zmniejszy możliwy do zmierzenia sygnał. Przeciwdziała temu zewnętrzne pole elektryczne, w którym jony przeciwnego znaku dryfują w przeciwnych kierunkach. Intensywność procesu zależy od lokalnej koncentracji jonów dodatnich n_+ i ujemnych n_- :

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = -\alpha n_+ n_- \quad (5.2)$$

gdzie α jest stałym współczynnikiem, wynoszącym około 10^{-6} cm³/s dla jonów i $10^{-7} - 10^{-10}$ cm³/s dla elektronów. Komory jonizacyjne to zwykle detektory duże, o rozmiarach nawet kilku metrów,

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

zaś rekombinacja to proces lokalny. Dlatego koncentracje n_+ i n_- należy rozumieć jako lokalne gęstości, czyli w ogólności we wzorze powyżej i we wszystkich następnych są to funkcje trzech zmiennych przestrzennych (pola skalarne).

Dla działania komory kluczowym zjawiskiem jest transport ładunku. Jego miarą jest gęstość prądu, będąca w ogólności polem wektorowym. Ruch ładunku zachodzi nawet przy braku pola zewnętrznego i wynika ze zjawiska dyfuzji:

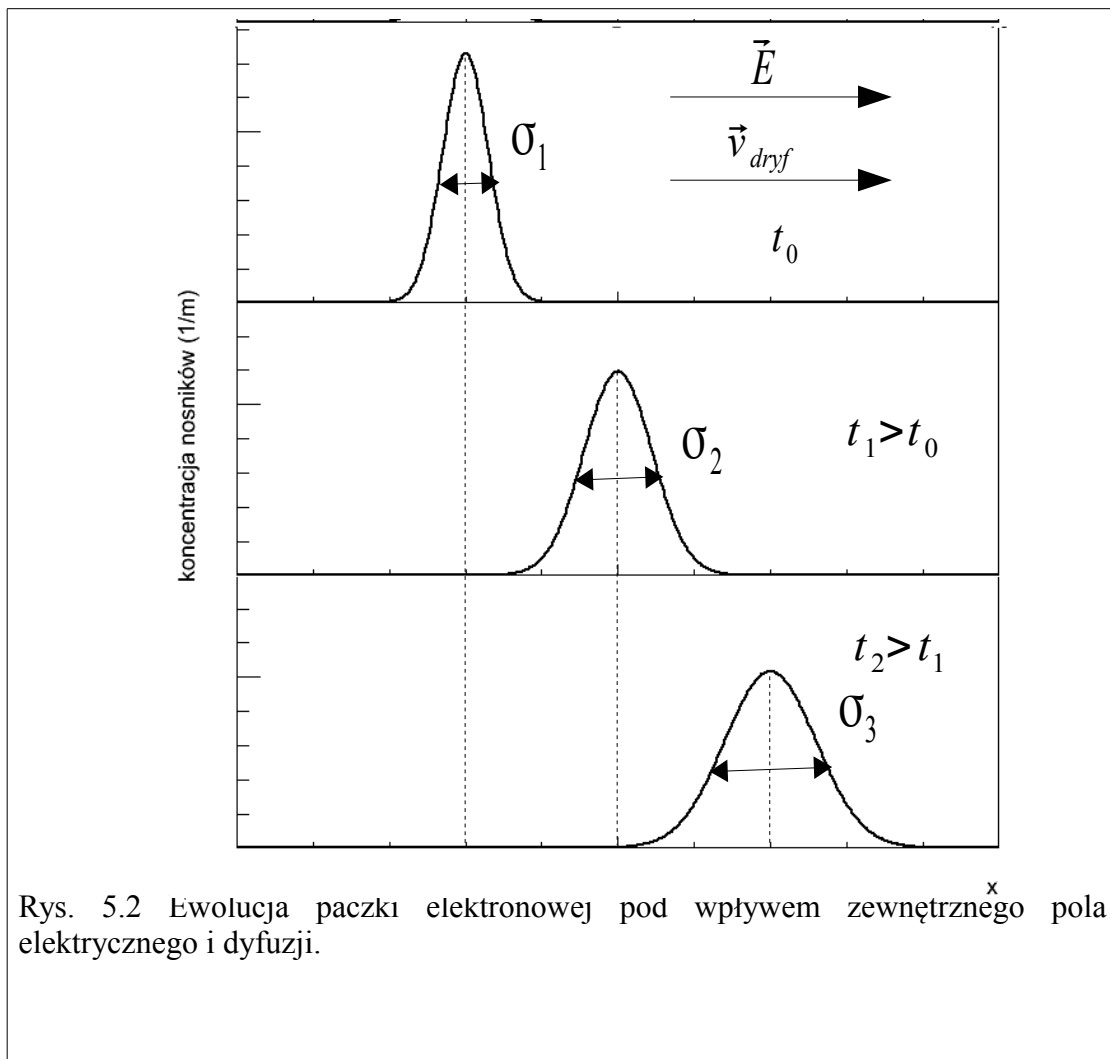
$$\begin{aligned}\vec{j}_{D_+} &= -e D_+ \cdot \text{grad } n_+ \\ \vec{j}_{D_-} &= e D_- \cdot \text{grad } n_-\end{aligned}\tag{5.3}$$

gdzie współczynnik dyfuzji $D = 3,3 \cdot 10^{-5} \mu$. Dyfuzja, to w detektorze zwykle zjawisko niepożądane, obniżające przestrzenną rozdzielczość.

Jeżeli w objętości komory stworzymy dodatkowo pole elektryczne, to ładunki będą się poruszać w sposób uporządkowany wzdłuż linii sił pola:

$$\begin{aligned}\vec{j}_{E_+} &= n_+ e \vec{w}_+ \\ \vec{j}_{E_-} &= -n_- e \vec{w}_-\end{aligned}\tag{5.4}$$

Uwzględniając tworzenie nowych ładunków N_0 – na przykład przez cząstki naładowane propagujące przez detektor, otrzymujemy pełny wzór na zachowanie się ładunków w objętości detektora:



Rys. 5.2 Ewolucja paczki elektronowej pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego i dyfuzji.

$$\begin{aligned} \frac{dn_+}{dt} &= D_+ \nabla^2 n_+ - \text{div}(n_+ \vec{w}_+) - \alpha n_+ n_- + N_0 \\ \frac{dn_-}{dt} &= D_- \nabla^2 n_- - \text{div}(n_- \vec{w}_-) - \alpha n_+ n_- + N_0 \end{aligned} \quad (5.5)$$

W rzeczywistości taki układ równań należy rozwiązać na siatce dla każdego punktu wewnątrz detektora, gdzie przez „punkt” rozumiemy komórkę przestrzenną o małych rozmiarach. Trzeba uwzględnić przepływ ładunku pomiędzy komórkami. W wielu konstrukcjach mamy również do czynienia z polem magnetycznym. Chociaż zwykle dobiera się je tak, by ładunki dryfowały wzdłuż jego linii sił, to nie da się uniknąć jego lokalnych niejednorodności, które będą zaburzały dryf elektronów. Dla skomplikowanych konstrukcji, takich jak komory projekcji czasowej, poprawne modelowanie dryfu elektronów w kombinacji pól elektrycznych i magnetycznych w objętości

detektora rzędu kilkunastu m³ jest zadaniem nietrywialnym.

Na rys. 5.2 pokazano schematycznie zachowanie paczki elektronowej, powstałej w wyniku jonizacji ośrodka. Podlega ona uporządkowanemu ruchowi w kierunku wskazanym przez pole elektryczne oraz zostaje rozmyta przez proces dyfuzji. Szerokość takiego rozmycia rośnie w czasie, jak:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (5.6)$$

gdzie współczynnik dyfuzji D to:

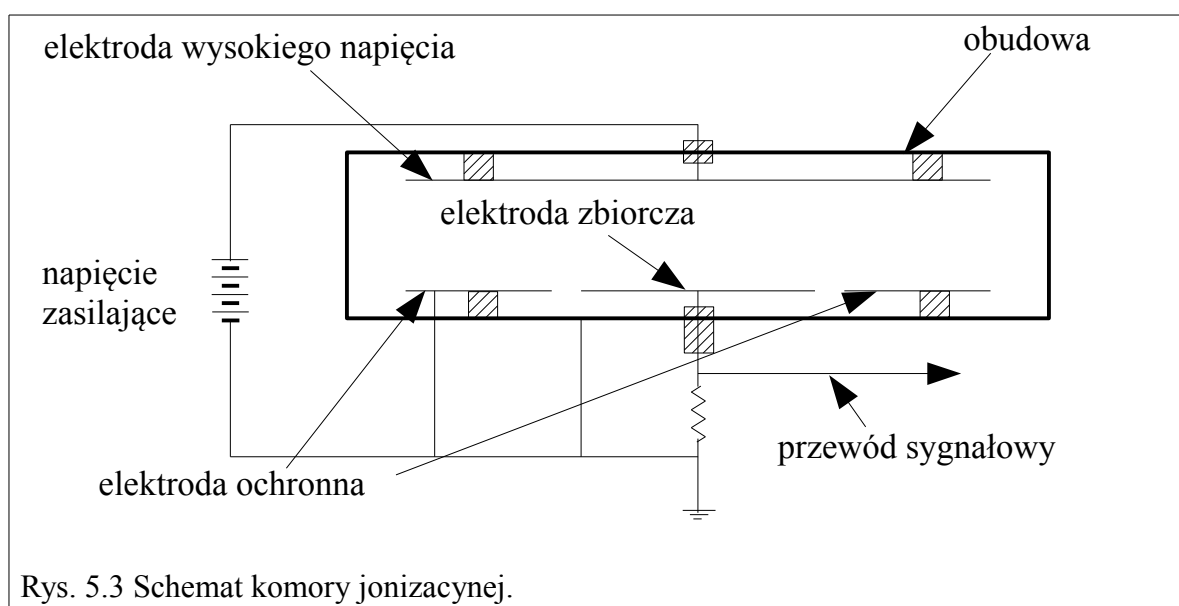
$$D = (\bar{v}\lambda)/3 \quad (5.7)$$

v to średnia prędkość elektronów a λ to średnia droga swobodna. Rozmycie wynikające z dyfuzji w oczywisty sposób pogarsza przestrzenną rozdzielczość detektora, dlatego w miarę możliwości należy ją ograniczać. Można to uzyskać, np. poprzez zwiększenie pola elektrycznego, lub zmniejszenie rozmiarów detektora.

Budowa komory jonizacyjnej

Komory jonizacyjne to wszechstronne detektory. Nadają się do badania każdego typu promieniowania jonizującego. Ze względu na to, że substancją aktywną jest gaz lub ciecz, mogą mieć dowolny kształt i rozmiar. Ich tryb pracy może być impulsowy (z wyzwaniem odczytu) lub ciągły, w pomiarze średniego poziomu sygnału.

Na rys 5.3 pokazany jest podstawowy schemat komory jonizującej. Całość umieszczona jest w



Rys. 5.3 Schemat komory jonizacyjnej.

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

obudowie, która pełni zwykle funkcje strukturalne (nadaje detektorowi kształt i sztywność) oraz jest szczelnym pojemnikiem ciśnieniowym, jako że substancja aktywna wewnątrz (gaz) musi być izolowana od wpływu powietrza i często jest pod ciśnieniem innym niż atmosferyczne. Może też być izolatorem termicznym, jeśli temperatura robocza jest inna od zewnętrznej. Kolejnym istotnym składnikiem jest system elektrod. Zwykle jedna z nich ma duże rozmiary (najczęściej rozmiar jednej ze ścian detektora). Przyłożone jest do niej wysokie napięcie. Jej zadaniem jest wytworzenie wewnątrz komory silnego pola elektrycznego. Najczęściej jest ono jednorodne (wtedy przynajmniej dwie ściany detektora są równoległe), gdyż wtedy najwygodniej analizuje się dryf paczek elektronów. Istnieją jednak konstrukcje o innych kształtach pól, np. detektor FTPC eksperymentu STAR z polem radialnym. Po przeciwnej stronie detektora znajduje się system elektrod o potencjale zerowym. Na brzegu detektora znajduje się elektroda ochronna, która ma za zadanie wyłapywać elektrony, które dryfują przy ścianach komory. Jej kształt jest dobrany w taki sposób, by pole elektryczne wewnątrz komory było jak najbardziej zbliżone do oczekiwanego. Na pozostałej powierzchni ściany detektora znajduje się elektroda odbiorcza. Na schemacie jest ona przedstawiona jako pojedyncza, ale w praktyce najczęściej się ją segmentuje. Do każdego segmentu podłączany jest przewód sygnałowy – to on dostarcza informacji. Sygnał z tego przewodu jest następnie podłączany do elektroniki, która ma za zadanie odpowiednio go przetworzyć i przesłać do operatora.

Poza tymi składnikami, występującymi w praktycznie każdej konstrukcji, w skład komory mogą wchodzić dodatkowe systemy. Często istotne jest aby gaz roboczy był na bieżąco wymieniany. Instaluje się wtedy system gazowy, kontrolujący skład mieszanki i wymuszający cyrkulację substancji roboczej. Gdy gaz musi być chłodzony, konieczna jest instalacja kriogeniczna.

Jonizacja i transport nośników

Detekcja cząstki zawsze rozpoczyna się od pierwotnej jonizacji przez nią wywołanej. Dlatego jej własności i znajomość są kluczowe dla zrozumienia działania detektora.

Gaz	W [eV]	n_p [cm ⁻¹]	n_T [cm ⁻¹]
He	41	6	8
Ar	26	25	94
Xe	22	44	307
CH ₄	28	16	53
CO ₂	33	35	91

Tabela 5.1 Parametry jonizacji podstawowych gazów roboczych w warunkach normalnych

W Tabeli 5.1 przedstawiono podstawowe parametry jonizacji gazów roboczych w warunkach normalnych. Podaje się średnią stratę energii cząstki W wymaganą do zjonizowania jednej cząsteczki gazu, liczbę klastrów n_p wytworzonych na cm drogi oraz analogiczną liczbę uwolnionych elektronów n_T . Obie te wielkości podawane są dla cząstki minimalnie jonizującej (MIP). Widać, że W jest rzędu kilkudziesięciu eV, i jest podobne dla wszystkich gazów. Za to liczba klastrów i uwolnionych elektronów podlega większym wahaniom, jednak są to liczby nie większe niż kilkaset. Jest to stosunkowo niewielka wartość, istotne będą więc fluktuacje statystyczne. To one będą ograniczać energetyczną zdolność rozdzielczą detektora. Dodatkowo, dla cienkich warstw gazu pojawia się znaczące prawdopodobieństwo, że przechodząca cząstka nie uwolni żadnego elektronu.

Po uwolnieniu nośniki prądu zaczynają dryfować w kierunku elektrod. Dryf jonów zależy liniowo od natężenia pola. Ruchliwość słabo zależy od rodzaju gazu i jest odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia. Ze względu na dużą masę jonów, ich całkowity czas dryfu jest duży. Dlatego najczęściej nie wykorzystuje się ich do zbierania sygnału – dryfują one w stronę elektrody tworzącej napięcie, a nie elektrody odczytowej. Nie znaczy to, że dryf jonów można zaniedbać – determinuje on czas, w jakim detektor oczyszcza się z pozostałości ładunku. Dodatkowo, jeśli koncentracja jonów jest duża, to duża będzie też rekombinacja elektronów i parametry detektora pogorszą się. W skrajnym przypadku ilość jonów będzie tak duża, że w znaczący sposób zmieni pole elektryczne wewnątrz detektora, wprowadzając dodatkowe niepewności pomiarowe.

Dla gazów będących mieszaninami prędkość dryfu jonów można prosto wyznaczyć, biorąc średnią ważoną z prędkości w każdym ze składników mieszaniny.

Prędkość dryfu elektronów jest naturalnie wysoka, około 1000 razy większa w porównaniu do jonów (różnica wynika głównie ze stosunku mas obu typów nośników, który jest tego samego

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

rzędu). To ona determinuje szybkość działania detektora i to elektrony zwykle tworzą mierzony sygnał. Ich dryf jest jednak bardziej skomplikowany niż dla jonów. Prędkość dryfu wciąż jest odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia. Zależy ona jednak silnie od gazu – rozpiętość zmienności to nawet dwa rzędy wielkości. Zwykle wybierane są gazy o największej prędkości – dla typowych liczników prędkość dryfu jest rzędu $\text{cm}/\mu\text{s}$. Dla elektronów nie ma prostych zasad wyznaczania prędkości dryfu dla mieszanin gazów.

Kolejnym zjawiskiem, które trzeba uwzględnić w budowie komory to powstawanie lawin. Ich powstawanie jest determinowane przez współczynnik Townsenda α . Fizycznie jest to prawdopodobieństwo wywołania jonizacji na odcinek drogi. Zależy od typu gazu, ciśnienia i natężenia pola elektrycznego. Całkując α po drodze cząstki naładowanej wyznacza się wzmocnienie gazowe M , czyli ilość elektronów w lawinie zapoczątkowanej przez jeden elektron. W polu jednorodnym wzrost M jest wykładniczy w funkcji długości drogi. Z kolei gdy E rośnie, M rośnie dużo silniej, jednak istnieją granice jego wzrostu. Zostaje on zahamowany, gdy w obszarze lawiny wszystkie cząstki są już zjonizowane. Możliwy jest też scenariusz, w którym wygenerowany ładunek jest na tyle duży, że ekranuje pole elektryczne E .

Kontrola parametrów α i M jest kluczowa w projektowaniu komór jonizacyjnych. W różnych konstrukcjach dąży do różnych celów: czasem istotne jest wywołanie lawin, a w innych przypadkach konieczne jest właśnie przeciwdziałanie im. W dalszej części rozdziału podane będą także przykłady, w których oba te scenariusze występują jednocześnie w tym samym detektorze, w innych obszarach jego części aktywnej.

Rozważania konstrukcyjne

W konstrukcji komory jonizacyjnej istotne jest wiele parametrów, dotyczących zarówno materiału aktywnego jak i części pozadetekcyjnej.

Elektroda odczytowa (anoda) to zwykle cienki drut lub zestaw drutów (siatka). Ważne jest, by miał on dobrą jakość powierzchni i jednorodną grubość (średnicę) i stały kształt przekroju na całej długości. Musi być chemicznie odporny na reakcje z substancją aktywną (gazem). Może on mieć relatywnie dużą długość i być poddawany znacznym siłom elektrostatycznym, stąd ważna jest jego wytrzymałość mechaniczna. Jako, że jest to przewód sygnałowy, konieczne są dobre parametry elektryczne, zwłaszcza mała oporność właściwa. Takie kombinacje cech ma szereg materiałów,

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

najczęściej stosowane to stal nierdzewna, wolfram i miedź z berylem.

Z kolei katoda, która odpowiada za wytworzenie pola elektrycznego ma zwykle znacząco większą powierzchnię i może występować w postaci płyt, a nie drutów. Dzięki temu może być elementem nośnym, czyli spełniać funkcje konstrukcyjne. Musi być to materiał o dużej pracy wyjścia elektronów, tak aby nie emitował elektronów w zjawisku fotoelektrycznym pod wpływem promieniowania ultrafioletowego, które powstaje w lawinach elektronowych. Często stosowane materiały to miedź, aluminium i grafit.

Pozostała część obudowy musi być oczywiście odpowiednio wytrzymała mechanicznie i stanowić szczelny ciśnieniowy pojemnik. Dodatkowo istotne są jej własności elektryczne – wysoka stała dielektryczna i duże napięcie przebicia. Pamiętać należy, że te własności będą wpływały na kształt i jednorodność pola elektrycznego w komorze.

Jednak najbardziej kluczową decyzją przy konstrukcji komory jest wybór gazu roboczego, czyli substancji aktywnej. Podstawą są tu zwykle gazy szlachetne. Mają one niski próg powstawania lawin, w Tabeli 5.1 widać, że mają też stosunkowo wysoką ilość elektronów generowanych w procesie jonizacji. Jeżeli istotne jest tworzenie się lawin, to pamiętać należy, że wzmocnienie gazowe jest tu ograniczone do czynnika $10^3 - 10^4$, ze względu na to że tworzą się tu dodatkowo fotony. Można do mieszanki gazów dodać gaz „gaszący”, które te fotony pochłania i zamienia na energię drgań lub dysocjację cząstek. Przykładami takich gazów są węglowodory i dwutlenek węgla. Jednak dysocjacja gazu powoduje „zużycie” substancji roboczej oraz powstawanie nowych cząsteczek chemicznych, które mogą reagować z innymi gazami lub z konstrukcją detektora. Rozwiązaniem jest dodawanie gazu „czyszczącego” lub wprowadzenie stałego przepływu gazu.

Wybierając gaz bierzemy również pod uwagę jego wielkość jonizacji pierwotnej oraz średnią stratę energii na pojedynczą jonizację W . Ważne będzie też precyzyjne określenie prędkości dryfu. Istotny będzie tu całkowity czas dryfu elektronów, który ogranicza prędkość działania detektora. Będzie on nietrywialną kombinacją parametrów gazu roboczego, wielkości i kształtu przyłożonego pola elektrycznego oraz fizycznych rozmiarów detektora.

Przykłady roboczych mieszanin gazów w komorach jonizacyjnych to gaz P10 składający się w 90% z Ar i w 10% z CH_4 , oraz „magic gas”: 75% Ar, 24.5% izo- C_4H_{10} oraz 0.5% CF_3Br .

Rodzaje detektorów gazowych

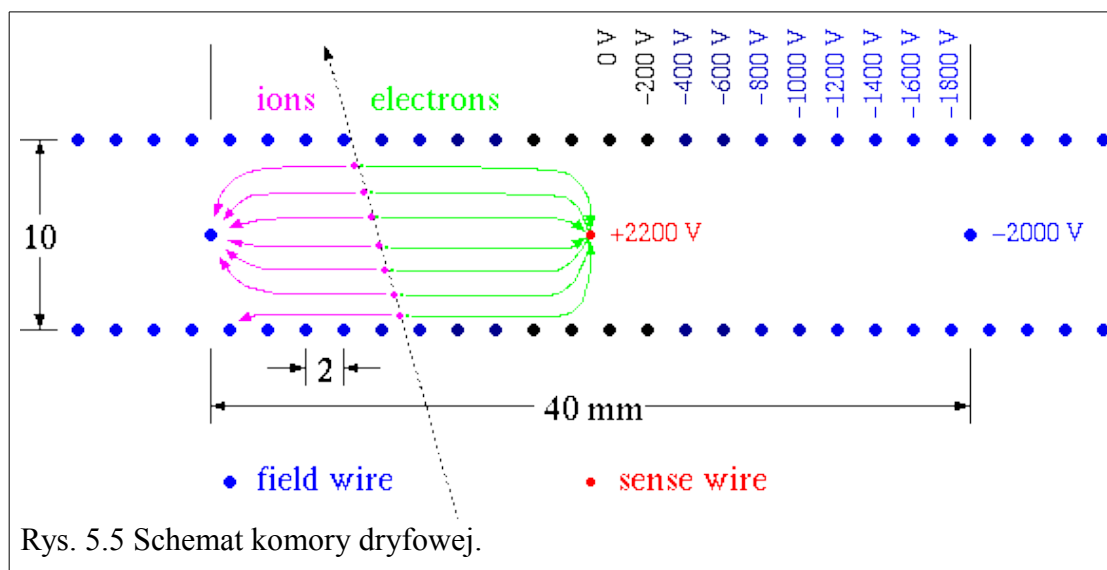
Pierwszym typem detektorów gazowych są liczniki proporcjonalne. Działają one w obszarze III z rys. 5.1 Nie mają dużej szybkości działania – małe pole elektryczne ogranicza prędkość dryfu. Mają mały czas martwy – sygnał od kolejnej cząstki nie zaburza jonizacji wywołanej przez poprzednią. Mierzona jest pierwotna jonizacja, której wielkość jest ograniczona – impuls z detektora ma na tyle małą amplitudę, że musi być wzmacniany elektronicznie. Mimo małego czasu martwego możliwe częstotliwości zliczeń są ograniczone – przy zbyt dużym strumieniu licznik traci proporcjonalność i efektywność. Detektor taki dostarcza informację o wielkości jonizacji wywołanej przez cząstkę, przez co możliwa jest jej częściowa identyfikacja, jednak rozdzielczość takiego pomiaru jest ograniczona. Zaletą liczników jest dobra odporność radiacyjna oraz prosta konstrukcja, która pozwala na projektowanie tanich urządzeń.

Kolejnym powszechnie spotykanym typem detektorów są liczniki Geigera-muellera. Działają one w obszarze V z rys. 5.1. Historycznie był to jeden z pierwszych detektorów gazowych. Dają one duży „standardowy” (t.j. bardzo podobny dla wszystkich rodzajów cząstek) impuls. Jego odczyt jest prosty, przy ładunku rzędu 10^9 e nie jest konieczne stosowanie wzmacniaczy. Jednak pojedyncze wyładowanie prowadzi do zmniejszenia napięcia na elektrodach, a więc detektor jest przez pewien czas nieczuły. Jest to klasyczny przypadek „czasu martwego” który dla tego typu liczników jest relatywnie duży. Fakt, że działanie detektora opiera się na gwałtownych wyładowaniach elektrycznych sprawia, że jego żywotność jest ograniczona. Detektor daje informację binarną (tak/nie), więc nie ma możliwości dostarczenia informacji o pozycji, torze lotu, czy stracie energii cząstki. Jego zaletą jest ekstremalnie prosta konstrukcja (można się pokusić o zbudowanie takiego detektora własnoręcznie w domu) i niski koszt, oraz możliwość zbudowania w postaci przenośnej. Jest on powszechnie stosowany w zagadnieniach związanych z ochroną radiologiczną.

W badaniach naukowych przełomem było skonstruowanie przez George’a Charpaka wielodrutowej komory proporcjonalnej – po angielsku Mult-Wire Proportional Chamber (MWPC). Za to dokonanie otrzymał on Nagrodę Nobla z fizyki w roku 1968. Detektor taki zawiera szereg równoległych drutów (siatkę) otoczonych ze wszystkich stron wspólną katodą. Zachowuje się on jak rząd niezależnych liczników proporcjonalnych. Daleko od drutów można je traktować jako jedną płaszczyznę i mamy do czynienia z jednorodnym, niezbyt silnym polem. Elektrony będą w nim prostoliniowo dryfować w stronę drutów, bez wywoływania jonizacji wtórnej, a więc

zachowując proporcjonalność. Jednak bardzo blisko drutów pole będzie rosło gwałtownie, jak $1/r$. W tak silnym polu narastać będą lawiny, jednak będą one silnie zlokalizowane tuż przy drutach. W efekcie otrzymuje się relatywnie silny sygnał (wywołany przez lawinę), który jednocześnie zachowuje proporcjonalność i jest łatwo mierzalny. Dodatkowo przy przejściu cząstki zjonizowane elektrony spływają jedynie do jednego lub kilku drutów, a więc otrzymujemy jednowymiarową informację o punkcie przejścia cząstki. Dokładność tego pomiaru wynika bezpośrednio z odstępów pomiędzy drutami, który jest zwykle rzędu 1 mm.

Możliwa jest modyfikacja tej konstrukcji tak, by uzyskać informację dwuwymiarową. Najprostszym rozwiązaniem jest złożenie dwóch komór, których druty są ułożone pod innym kątem (na przykład prostopadle). Można w ten sposób łączyć więcej komór i otrzymywać kilka pomiarów wzdłuż trajektorii lotu cząstki. Innym sposobem jest niezależny odczyt sygnału z dwóch końców druty, wraz z pomiarem czasu ich dotarcia. Z różnicy tych czasów można wywnioskować w którym punkcie drutu nastąpiła rejestracja cząstki.



Komorę typu MWPC można przekształcić w tzw. komorę dryfową poprzez dodanie pomiaru czasu dotarcia sygnału. Schemat działania takiej komory przedstawiono na Rys. 5.5. Widać, że poszczególne druty są tu rozmieszczone znacznie rzadziej niż w MWPC. Elektrony uwolnione przez cząstkę dryfują do elektrod i wywołują sygnał. Mierzona jest nie tylko jego amplituda, ale także czas dotarcia. Jeżeli dodatkowo znamy prędkość dryfu elektronów w gazie, to możemy z pomiaru czasu wyznaczyć miejsce przejścia cząstki. Przypomnieć należy, że prędkość ta zależy silnie od rodzaju gazu, a także od parametrów pracy takich jak ciśnienie czy temperatura. Pojawia się więc konieczność monitorowania tych parametrów w czasie działania detektora. Przydatna staje

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

się też znajomość momentu przejścia cząstki przez detektor – z innych, „szybkich” detektorów. Dzięki temu zwiększa się dokładność pomiaru, możliwe jest uzyskanie dokładności rzędu 200 do 300 μm . Ograniczenia tej dokładności wynikają z procesów dyfuzji, niejednorodności pola, znajomości i stabilności prędkości dryfu czy z dokładności znajomości czasu początkowego.

Komora dryfowa jest konstrukcją skomplikowaną, a więc relatywnie drogą. Naturalnie nadaje się do wbudowywania w większe zestawy pomiarowe i doskonale uzupełnia się z innymi typami detektorów. W czasie pracy wymaga stałego monitorowania i obsługi. W związku z tym stosuje się ją zwykle w dedykowanych eksperymentach w fizyce wysokich energii. Dopiero tam ujawnia swój cały potencjał i pozwala na gromadzenie unikalnych danych. Zwykle stosuje się wtedy duże urządzenia o wielu anodach. Często są one zanurzone w polu magnetycznym, które zakrzywia tor cząstek, a mało zaburza działania komory. Rozmiary poprzeczne komory są nieduże, możliwe jest więc postawienie wielu ich warstw na drodze cząstki. Ilość materiału w każdej warstwie jest niewielka (cienka obudowa i gaz w środku), więc pojedyncza warstwa nie zaburza zbyt mocno trajektorii cząstki. Otrzymujemy wiele pomiarów dwuwymiarowego punktu przejścia. Połączone ze sobą dają one trójwymiarową informację o trajektorii cząstki.

Ostatnim stadium ewolucji komór jonizacyjnych, jest komora projekcji czasowej, z angielskiego Time Projection Chamber (TPC). Są to, w niedawno zbudowanych eksperymentach fizyki wysokich energii (patrz na przykład STAR, ALICE, NA49, NA61, DELPHI), podstawowe detektory ogólnego przeznaczenia. Składają się one z pojedynczego, dużego (kilka m^3) zbiornika gazu, zamkniętego z jednej strony komorą wielodrutową. Wewnątrz komory wytwarzane jest jednorodne pole elektryczne, pod wpływem którego cząstki dryfują w stronę MWPC. Sama MWPC jest zmodyfikowana w ten sposób, że daje dwuwymiarowy odczyt punktu dotarcia chmury elektronowej, poprzez segmentację elektrody i wprowadzenie odczytu z prostokątnych elektrod nazwanych „padami”. Informację o położeniu jonizacji w trzecim wymiarze otrzymuje się z pomiaru czasu dryfu, od momentu przejścia cząstki (który znów trzeba otrzymać z innych, „szybkich” detektorów) do momentu dotarcia chmury do elektrody. Podobnie jak dla komory dryfowej, znajomość prędkości dryfu jest tu kluczowa, co niesie ze sobą wspomniane już komplikacje. Dodatkowo TPC działa w regionie II z rys. 5.1, a więc zachowana jest proporcjonalność odczytu. Możliwy jest więc pomiar średnich strat energii na odcinek drogi. Poprzez porównanie otrzymanych wartości z krzywą Bethego-Blocha możliwa jest identyfikacja cząstek. Wiele z aktualnie używanych TPC umieszczonych jest też w polu magnetycznym. Poprzez pomiar trójwymiarowej trajektorii i jej zakrzywienia w tym polu możliwy jest pomiar pędu cząstki

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

(dokładniej pomiar stosunku p/z , gdzie z to ładunek cząstki).

Możliwe jest też zastosowanie komór jonizacyjnych do pomiaru energii. Zasada działania detektorów jest podobna do komory dryfowej. Stosuje się jednak skroplony gaz, w celu drastycznego zwiększenia strat energii. Takie detektory służą do pomiaru energii cząstek wolnych i bardzo ciężkich takich jak fragmenty jądrowe. Podobne konstrukcje wchodzi też w skład kalorymetrów, gdzie mierzy się sumaryczną jonizację wywołaną przez cząstki wchodzące w skład kaskady. Takie konstrukcje będą omówione w rozdziale 8.

W konstrukcji TPC nie jest konieczne, aby detektorem odczytowym było MWPC. Istnieją konstrukcje, w których jest ono zastąpione np. kamerą CCD. Intensywnie rozwijana jest też tzw. technologia GEM (Gas Electron Multiplier), w której lawiny powstają w specjalnej warstwie materiału o dużej oporności (kaptonu), na powierzchni którego mamy materiał przewodzący. Wydrążone są w nim dziury o średnicy 50-100 μm . Po przyłożeniu napięcia do obu stron materiału, w dziurach tworzą się ekstremalnie duże pola elektryczne, powodujące powstawanie lawin i silne wzmocnienie elektronów docierających do warstwy GEM.

Wszystkie wyżej wspomniane konstrukcje mają też niezbędną własność, to jest możliwy jest ich odczyt elektroniczny. Jest to właściwie jedyny praktyczny dzisiaj sposób odczytu, zwłaszcza biorąc pod uwagę, że nowoczesne TPC mają po kilkaset tysięcy kanałów wyjściowych.

Historycznie budowano tzw. komory iskrowe podobne do komory dryfowej ale skonstruowane w ten sposób, że w kolejnych warstwach dochodziło do wyładowań elektrycznych. Pozwalało to na prosty i bezpośredni odczyt optyczny – przechodząca cząstka była doskonale widoczna jako iskra przechodząca przez detektor. Z punktu widzenia pomiarów fizycznych jest to konstrukcja przestarzała, jednak doskonale nadaje się do efektownej demonstracji pomiarów promieniowania jonizującego.

6. Detektory półprzewodnikowe

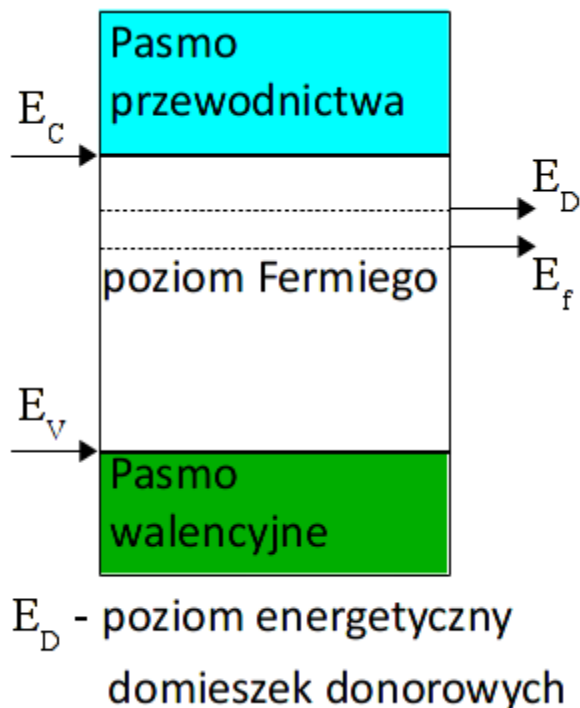
Skrót

W tym rozdziale omówione zostaną szczegółowo detektory wykorzystujące półprzewodniki jako materiał aktywny. Opisana zostanie zasada działania i jej związek z pasmową strukturą elektronową w takich materiałach. Podane zostaną przykłady konstrukcji, omówione też będą główne zalety i wady tej technologii.

Zasada działania

Zasada działania detektorów półprzewodnikowych ma wiele podobieństw do zasady działania komór jonizacyjnych. Przez objętość substancji aktywnej propaguje cząstka, która tworzy swobodne ładunki. Te, pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego dryfują do elektrod i tam tworzą sygnał. Poniżej omówimy szczegółowo każdy z tych procesów, podając czym różni się on od działania komór jonizacyjnych,

Półprzewodniki to ciała stałe, o ściśle ustalonej strukturze krystalicznej. Pod względem własności elektrycznych stanowią one przypadek pośredni pomiędzy przewodnikami a izolatorami. Różnice pomiędzy tymi typami materiałów tłumaczy się współcześnie przy użyciu modelu pasmowego budowy krystalicznych ciał stałych. Omówimy ten problem bardziej dokładnie, gdyż wiele z płynących z niego wniosków ma bezpośredni wpływ na działanie detektorów półprzewodnikowych.



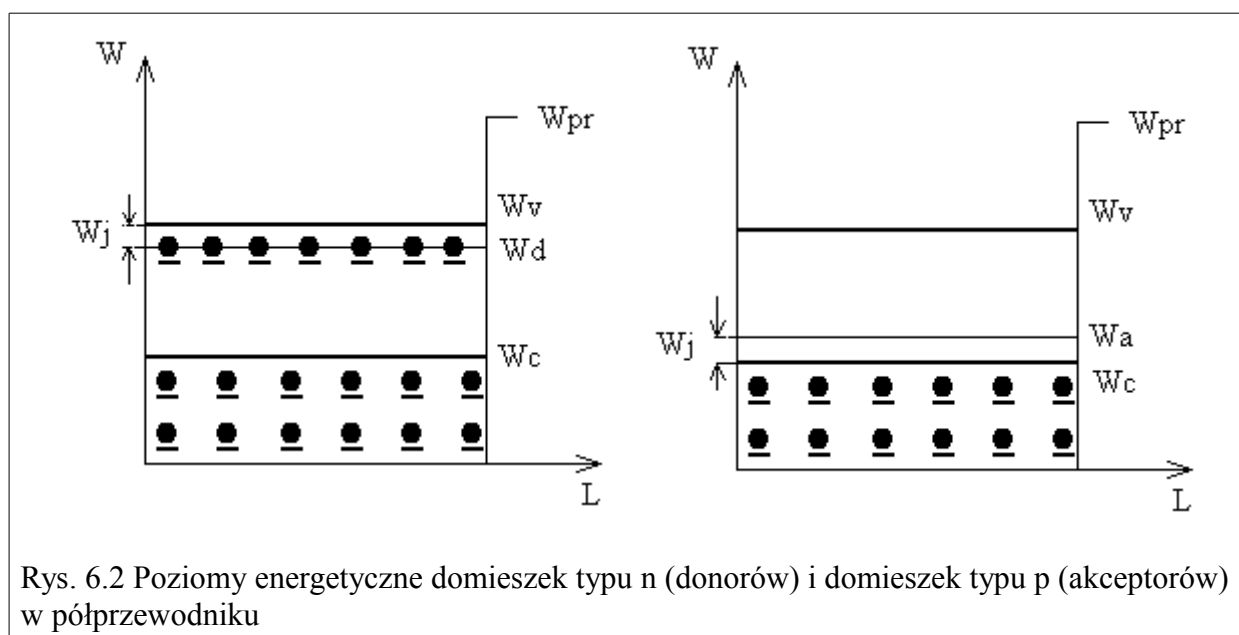
Rys. 6.1 Struktura pasmowa półprzewodnika

Zachowanie się elektronów w ciele stałym o strukturze krystalicznej może być badane przy pomocy mechaniki kwantowej. W przypadku swobodnego atomu mamy do czynienia z dyskretnymi poziomami energetycznymi, na których mogą przebywać elektrony. W kryształach poziomy energetyczne sąsiednich atomów zlewają się, tworząc tzw. „pasma”. Pasma są wspólne dla całego kryształu, elektron może się w ramach takiego pasma poruszać w całej objętości materiału, chyba że pasmo to jest całkowicie wypełnione elektronami. W większości materiałów mamy do czynienia z sytuacją przedstawioną na Rys. 6.1. Istnieje tzw. pasmo walencyjne, które jest w całości wypełnione elektronami. Powyżej niego w odległości którą nazywamy „przerwą energetyczną” znajduje się pasmo przewodnictwa. Nie jest ono całkowicie wypełnione elektronami, stąd jeśli jakiś elektron się tam znajduje, to może się swobodnie poruszać po całej objętości materiału: jest „swobodnym nośnikiem”. W przewodnikach pasmo przewodnictwa zawsze zawiera elektrony. W związku z tym doskonale przewodzą one prąd. W izolatorach pasmo walencyjne jest całkowicie wypełnione, a pasmo przewodnictwa puste. Przerwa energetyczna jest na tyle duża, że niemożliwe jest samoistne przejście elektronu do pasma przewodnictwa. Półprzewodnik to bardzo szczególny materiał. W temperaturze 0 bezwzględnej w nim również pasmo przewodnictwa jest całkowicie puste. Jednak przerwa energetyczna jest na tyle mała, że w temperaturze pokojowej znaczna ilość elektronów, na skutek fluktuacji termicznych przenosi się do warstwy przewodnictwa. Dzięki temu półprzewodnik przewodzi prąd. Graniczna wartość szerokości przerwy energetycznej,

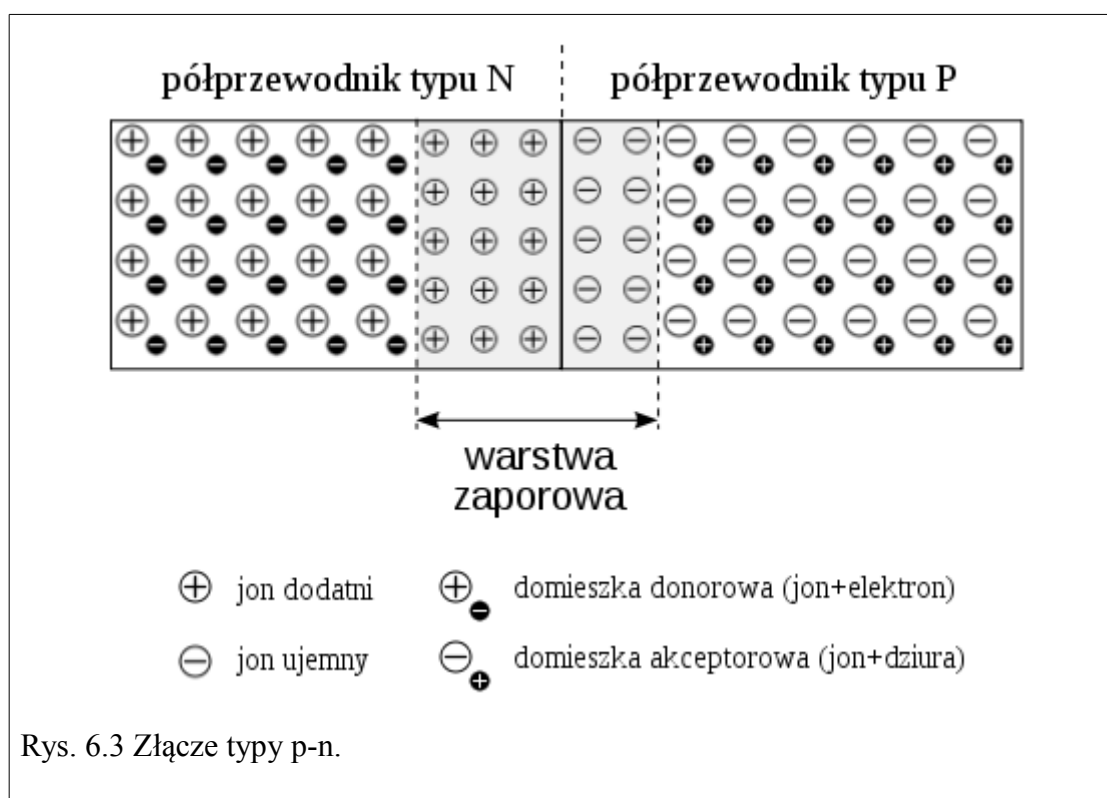
A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

która oddziela półprzewodniki od izolatorów jest umowna, zwykle przyjmuje się że jest to około 3 eV. Klasycznymi materiałami będącymi półprzewodnikami są: pierwiastki z grupy IV: czysty german (Ge) i czysty krzem (Si) oraz niektóre związki pierwiastków grupy III i V, np. GaAs.

Należy podkreślić, że charakter przewodnictwa półprzewodników jest w wielu aspektach znacząco różny od tego w przewodnikach. Po pierwsze rośnie ono znacząco z temperaturą – wynika to z tego, że ilość nośników w paśmie przewodnictwa wynika z fluktuacji termicznych – im wyższa temperatura tym więcej elektronów może się do niego przenieść. Po drugie po przeniesieniu elektrony do wyższego pasma w paśmie walencyjnym pozostaje nieobsadzone miejsce, tzw. „dziura”. Okazuje się, że można ją traktować jako dodatni nośnik prądu. W przeciwieństwie do gazów taki nośnik dodatni ma ruchliwość porównywalną z ujemnym. Po trzecie ilość nośników prądu jest stosunkowo niewielka – kilka rzędów wielkości mniejsza niż ilość atomów w materiale. W przewodniku każdy atom daje co najmniej jeden elektron przewodnictwa. Tak mała ilość nośników sprawia, że relatywnie łatwo można je z materiału usunąć, np. przez przyłożenie pola elektrycznego. Inaczej mówiąc półprzewodnik można w stosunkowo prosty i szybki sposób przełączać pomiędzy stanem w którym przewodzi prąd i stanem w którym jest izolatorem. Ta właśnie własność sprawia, że idealnie nadają się one do konstrukcji układów elektronicznych. W szczególności technologia obróbki i wytwarzania półprzewodników opartych na krzemie jest intensywnie rozwijana od co najmniej 50 lat na potrzeby elektroniki użytkowej. Ten fakt, jak pokażemy dalej, ma kluczowe znaczenie przy projektowaniu detektorów półprzewodnikowych.



Do struktury krystalicznej półprzewodnika można wprowadzać tzw. domieszki, t.j. atomy innego typu. Jak widać na rys. 6.2 powoduje to powstanie dodatkowych poziomów energetycznych wewnątrz zabronionego obszaru przerwy energetycznej. Atomy domieszek są rozmieszczone rzadko w sieci krystalicznej, stąd elektrony na tych poziomach nie przewodzą prądu (nie mogą swobodnie się przemieszczać). Jeżeli poziom energetyczny znajduje się w pobliżu pasma przewodnictwa, to nazywamy je donorami, lub domieszką typu n. Jest to zilustrowane na rys. 6.2. Elektron z takiego poziomu w łatwy sposób przenosi się do pasma przewodnictwa, czyli w półprzewodniku zwiększa się ilość nośników ujemnych. Mówimy że nośniki ujemne są tu nośnikami większościowymi, zaś nośniki dodatnie mniejszościowymi. Z kolei domieszka typu p, czyli akceptory dodają wolne poziomy energetyczne przy dolnej granicy przerwy energetycznej, tuż nad pasmem walencyjnym. Elektrony z tego pasma łatwo obsadzają te wolne poziomy, pozostawiając dziurę. Zwiększa się więc koncentracja dziur, które są w tym przypadku nośnikiem większościowym.



Rys. 6.3 Złącze typy p-n.

Do budowy detektorów wykorzystuje się szczególną konstrukcję, tzw. złącze p-n, pokazane na Rys. 6.3. Jest to połączenie dwóch warstw półprzewodnika, jednej z domieszką typu p i drugiej z domieszką typu n. Nośniki większościowe z jednego obszaru dyfundują do drugiego i rekombinują. Pozostałe w złączu jony powodują elektrostatyczne wypychanie nośników większościowych z

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

drugiego obszaru. Na granicy obszarów tworzy się więc bariera potencjału. Jej obszar jest praktycznie wolny od nośników. W rzeczywistości przez obszar złącza płynie niewielki prąd ciemny, związany z samorzutnym tworzeniem się nośników mniejszościowych. Obszar takiego złącza można w prosty sposób powiększyć, przykładając dodatkowe napięcie.

Detektory półprzewodnikowe to właśnie takie złącza typu p-n, najczęściej dodatkowo spolaryzowane zaporowo (z przyłożonym napięciem zwiększającym szerokość warstwy zubożonej). Jeśli przez taki obszar przeniknie cząstka naładowana, to wywoła jonizację, czyli przeniesie część elektronów do pasma przewodnictwa. Powstają dwa typy nośników – elektrony i dziury, w obszarze, który ich dotychczas nie miał wcale, a więc nie przewodził prądu. Ponieważ do detektora przyłożone jest napięcie, nośniki dryfują w stronę elektrod i wywołują mierzalny impuls. Szerokość przerwy energetycznej wynosi 0.7 eV dla Ge i 1.1 eV dla Si. Biorąc pod uwagę wszystkie inne procesy cząstka musi stracić średnio 3 eV na wyprodukowanie pary nośników. Jest to o rząd wielkości mniej niż w przypadku jonizacji gazu, dodatkowo oba uzyskane nośniki uczestniczą w tworzeniu sygnału.

Proces tworzenia wolnych nośników w półprzewodniku nie jest stricte tym samym procesem fizycznym co jonizacja gazu. W półprzewodniku elektron wciąż jest uwięziony w polu elektrycznym sieci jonów dodatnich, a jego swoboda poruszania się jest ograniczona do objętości detektora. Jednak z punktu widzenia detekcji nie ma to znaczenia – w obu przypadkach otrzymujemy przepływ ładunku i sygnał w odpowiedzi na przelatującą cząstkę naładowaną.

Konieczna jest znajomość wielkości jonizacji wywołanej przez cząstkę. Pomimo różnic w szczegółach fizycznych proces jonizacji w półprzewodniku spełnia wszystkie kryteria wymagane do wyprowadzenia prawa Bethego-Blocha – stosuje się je więc również w tym przypadku. Istnieją więc cząstki minimalnej jonizacji (MIP), na przykładzie których można badać parametry detektorów. MIP traci w standardowym materiale około 3 MeV/cm drogi, co odpowiada 10^6 nośników prądu (razy 2 jeśli zarówno elektrony jak i dziury uczestniczą w detekcji). Jest to sygnał wystarczająco duży by go wykryć, jednak wciąż wymaga dobrych wzmacniaczy. Rozmiar detektora jest niewielki, stąd i jego pojemność jest ograniczona, co przekłada się na małe szумы sygnału. Duża pierwotna jonizacja oznacza małe względne fluktuacje statystyczne a więc i dobrą rozdzielczość energetyczną.

Ruchliwość ładunku w półprzewodniku jest rzędu $0.1 \text{ m}^2/\text{Vs}$, i jest podobna dla elektronów i dziur, chociaż dziury mają zwykle ruchliwość mniejszą od elektronów. Powszechnie stosowane

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

materiały pozwalają na bezpieczne działanie w polach elektrycznych rzędu 10^5 V/m, co dla typowej drogi (rozmiaru detektora) rzędu kilku mm daje czas zbierania ładunku równy kilkaset ns. Można więc budować szybkie detektory półprzewodnikowe. Z faktu, że oba rodzaje nośników są tak samo ruchliwe, wynika, że nie występuje tu znany z komór jonizacyjnych problem „zatrucia detektora” dodatkimi jonami. Zanedbywalna jest też rekombinacja nośników, gdyż przebiega ona znacząco wolniej niż zbieranie ładunku.

Pojawiają się za to nowe komplikacje, które wynikają z krystalicznej budowy półprzewodnika. Jeśli sieć nie jest idealna, pojawiają się tzw. defekty, które działają jak pułapki na nośniki i obniżają wydajność detektora. Defekty mogą też powstać w wyniku oddziaływania z promieniowaniem jonizującym, stąd znaczącym problemem jest odporność radiacyjna układów. Istnienie defektów wynika z praw termodynamiki i jest nie do uniknięcia. Istnieją metody wytwarzania kryształów o małej ilości defektów, jednak ich koszty bardzo szybko rosną ze wzrostem wymagań co do czystości kryształu.

Jak już wspomniano, w niezerowej temperaturze w półprzewodniku pojawiają się samoistnie pary nośników, uwalniane przez drgania termiczne kryształu. Ich gęstość rośnie z temperaturą zgodnie z rozkładem kanonicznym. W temperaturze pokojowej oznacza to dla germanu koncentrację rzędu $2.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, zaś dla krzemu wynosi ona $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Są to koncentracje o rzędy wielkości większe niż ładunek wytworzony przez cząstkę jonizującą. Jednym ze sposobów jej obniżenia jest obniżenie temperatury, a więc stosowanie układów chłodzących. Dla germanu jest to praktycznie zawsze niezbędne. Dlatego też konieczne jest stosowanie złącza p-n i dodatkowo polaryzowanie go odpowiednio przyłożonym napięciem.

Z punktu widzenia detekcji pożądanym jest, by obszar złącza typu p-n był jak największy. Bez dodatkowych zabiegów wynosi on rzędu $0.5 \mu\text{m} \sqrt{\rho} V_0$, gdzie ρ to oporność właściwa półprzewodnika a V_0 to wysokość bariery potencjału. W typowych konfiguracjach wynosi kilka do kilkunastu mikronów. Można ją zwiększyć na kilka sposobów:

- zwiększyć ρ przez stosowanie czystego półprzewodnika. Zwykle buduje się złącze pomiędzy stosunkowo czystym a bardzo silnie domieszkowanym materiałem. Takie złącze jest asymetryczne – wnika głęboko w czysty półprzewodnik. Limitem są tu technologiczne ograniczenia co do czystości materiału oraz duży koszt.
- Zwiększyć V_0 przykładając zewnętrzne napięcie w kierunku zaporowym. Dodatkowo polaryzacja taka przyspiesza zbieranie ładunku i zmniejsza szумы. W tym przypadku

ograniczeniem jest napięcie przebicia, powyżej którego następuje zniszczenie złącza.

Kolejnym aspektem jest sposób połączenia detektora z elektrodami, które zwykle są metalowe. Tymczasem złącze metal-półprzewodnik ma właściwości bardzo podobne do złącza p-n. Często stosuje się łączenie metalu z silnie domieszkowanym półprzewodnikiem. Rzeczywisty detektor ma więc strukturę p-n-n, możliwa jest też struktura symetryczna: p-n-p. Impuls powstaje, podobnie jak w detektorach gazowych, przez indukcję ładunku na elektrodach.

W półprzewodniku zawsze mamy do czynienia z samoistnym tworzeniem się nośników mniejszościowych, które powodują przepływ tzw. prądu ciemnego. Problem staje się istotny, gdy mamy do czynienia z grubym złączem, jak ma to miejsce np. w detektorach germanowych. Muszą one być dodatkowo chłodzone, by ten efekt ograniczyć – często stosowane jest chłodzenie ciekłym azotem.

Szerokość przerwy energetycznej w Ge i Si odpowiada energetycznie fotonom widzialnym. Wynika z tego, że detektory zbudowane z tych materiałów są światłoczułe. Muszą więc pracować w ciemności, a więc również mieć dodatkową obudowę chroniącą je przed światłem.

Istotna jest też jakość i czystość powierzchni kryształu – efekty powierzchniowe mogą powodować wzrost prądu ciemnego i zmniejszenie napięcia przebicia.

Istotnym czynnikiem wpływającym na użyteczność detektorów jest też ich odporność na promieniowanie. Jak już wspomniano, oddziaływanie z cząstkami jonizującymi zwiększa ilość defektów sieci krystalicznej. Pojawiają się dodatkowe pułapki na nośniki i rośnie prąd ciemny. Zmieniać się mogą też gęstości domieszek, co zmienia profil złącza i zwiększa napięcie potrzebne do całkowitego oczyszczenia go z nośników. Badania pokazały, że pod wpływem promieniowania krzem typu n zamienia się w typ p. Te możliwe zmiany w detektorze trzeba brać pod uwagę podczas jego projektowania. Stosuje się na przykład detektory, które początkowo mają złącza typu silnie domieszkowany n – słabo domieszkowany n. Pod wpływem promieniowania zamieniają się one w standardowe złącze p-n. Zniszczenia radiacyjne mogą też ograniczyć żywotność detektora. Np. w niektórych detektorach stosowanych w eksperymentach na zderzaczach LHC detektory krzemowe są planowo wymieniane co około 4 lata właśnie z tego powodu.

W ogólności odporność detektora na promieniowanie zależy od użytej technologii. Zagadnienie odporności na promieniowanie (ang. „radiation hardness”) jest przedmiotem intensywnych badań. Ma to znaczenie dla eksperymentów w fizyce wysokich energii, czy pomiarach wiązek akceleratorowych, gdzie spotykane są silne natężenia promieniowania. Podobne problemy

napotykać też urządzenia elektroniczne pracujące w kosmosie, wystawione na działanie promieniowania kosmicznego.

Detektory do pomiaru energii (kalorymetry)

Podobnie jak w przypadku komór jonizacyjnych, można przy pomocy jonizacji w całości zatrzymać cząstkę w objętości detektora, aby zmierzyć jej energię. Jednak wspomniane powyżej ograniczenia technologiczne sprawiają, że nie da się zrobić złącza znacząco większego niż 5 mm. Ogranicza to stosowalność tej metody do cząstek o stosunkowo niskich energiach, do kilku MeV. Możemy mierzyć energię fotonu poprzez zatrzymanie wybitego przez niego elektronu.

W detektorach tego typu stosuje się german, który ma kilka ważnych zalet. Ma on wyższą gęstość i liczbę atomową, stąd większe straty energii na odcinek drogi i większe prawdopodobieństwo oddziaływania z kwantami gamma. Mniejsza szerokość przerwy energetycznej oznacza mniejsze fluktuacje i lepszą rozdzielczość energetyczną. W istocie kalorymetry germanowe są detektorami o najlepszej możliwej rozdzielczości energetycznej, dla cząstek dla których mogą być stosowane. Są one jednak znacząco droższe od innych detektorów (np. krzemowych). Utrzymanie idealnych parametrów pracy wymaga też chłodzenia. Podstawowe zastosowanie tych detektorów to spektroskopia jądrowa (pomiar energii promieniowania β i γ). Dla wyższych energii detektor jest zbyt cienki.

Aby możliwe było mierzenie wyższych energii cząstek, należy poszerzyć obszar złącza. Jednym ze sposobów jest wstawienie pomiędzy obszary złącza warstwy półprzewodnika samoistnego, co nazywamy złączem p-i-n. Ta dodatkowa warstwa stanowi obszar praktycznie stałego pola elektrycznego. Nośniki obydwu znaków są z niej wypychane w stronę odpowiednich obszarów domieszkowanych. Taką warstwę można uzyskać na dwa sposoby:

- Detektor „High Purity Germanium” (HPG). Technologia ta pozwala na produkcję kryształów germanu o koncentracji domieszek rzędu 10^{10} cm^{-3} .
- Detektory domieszkowane litem: Ge(Li) i Si(Li). Lit ma bardzo mały promień jonowy, stąd jony litu mają możliwość przemieszczania się w sieci krystalicznej. Kryształ półprzewodnika typu p domieszkujemy litem z jednej strony. Następnie poddajemy kryształ polaryzacji w kierunku zaporowym i zwiększamy temperaturę, która zwiększa ruchliwość jonów. Jony litu, będące donorami, rozmieszczają się w sieci w taki sposób, aby

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

zneutralizować ładunek przestrzenny. Otrzymujemy kryształ półprzewodnika dokładnie zrównoważony. Jednak detektory produkowaną przy pomocy tej technologii są bardzo wrażliwe – muszą być nie tylko używane, ale także przechowywane i transportowane w niskich temperaturach.

W obu technologiach można uzyskać złącza o obszarach zubożonych o grubości 2-3 cm. Jest to rozmiar detektora wystarczający do zatrzymania cząstek o energiach nawet do 10 MeV.

Grube detektory półprzewodnikowe, jak już wspomnieliśmy, mają doskonałą energetyczną zdolność rozdzielczą, najlepszą ze wszystkich znanych technologii detekcyjnych. Ładunek zebrany jest liniowo proporcjonalny do zdeponowanej energii, co znacząco ułatwia pomiar. Są jednak wrażliwe na światło i zwykle wymagają chłodzenia przez instalacje kriogeniczne. Z ograniczeń ich rozmiaru wynika też ograniczony przedział energii cząstek mierzonych. Nie występuje tu oczywiście żadna jonizacja wtórna, więc wytworzony sygnał jest stosunkowo niewielki. Dodatkowo zwiększenie rozmiaru detektora oznacza dłuższy czas zbierania sygnału, oba te czynniki wymagają stosowania wysokiej klasy przedwzmacniaczy i wzmacniaczy sygnału. Wszystkie te czynniki sprawiają, że są to detektory relatywnie drogie. Stosuje się je w analizie izotopowej, analizie aktywacyjnej i w spektroskopii jądrowej.

Detektory mierzące stratę energii (dE/dx)

Straty energii cząstek w krzemie poprzez proces jonizacji opisane są tym samym prawem Bethego-Blocha, co dla detektorów gazowych. Nie ma więc żadnych przeszkód, by wykorzystać je do pomiaru nie całej energii cząstki (jak to było w detektorach opisanych powyżej), ale do pomiaru średniej straty energii na odcinek drogi – dE/dx. Dzięki temu można badać cząstki o znacznie większych energiach. Cele są te same, co przy detektorach gazowych – identyfikacja cząstek i ewentualnie ich zliczanie.

W detektorach takich stosuje się krzem – jest on znacząco tańszy, a zalety germanu są dla tych zastosowań mniej istotne. Są one zwykle płaskimi płytkami o powierzchni nie przekraczającej kilku cm², ustawiane są prostopadle to kierunku ruchu cząstek. Zarówno rozmiary jak i kształt wynikają z rozważań technologicznych. Technologia produkcji monokryształów krzemowych rozwija się od kilkudziesięciu lat, rozwój ten jest napędzany przez przemysł elektroniczny. Stąd najtaniej i najprościej jest użyć przy produkcji detektorów tych samych technologii. A w przemyśle dominuje

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

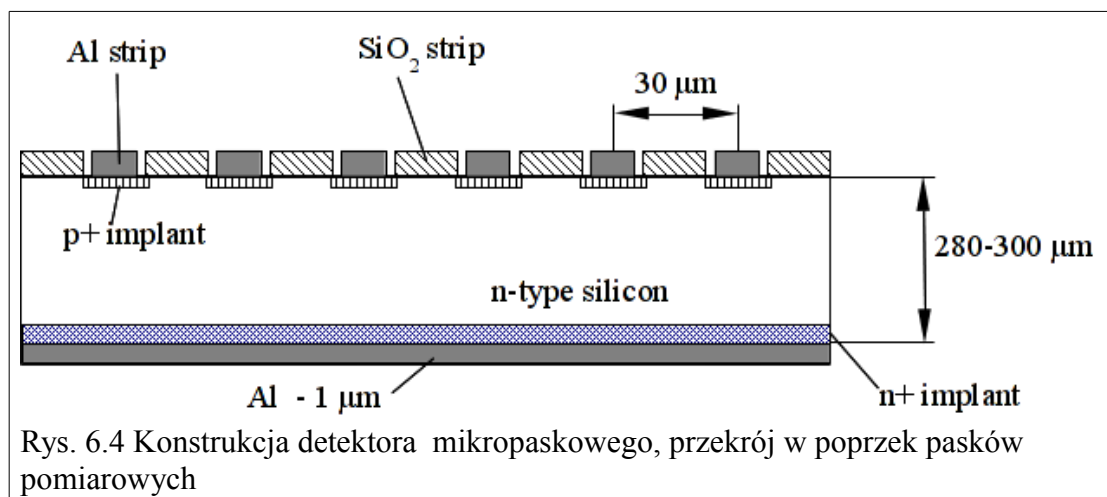
technologia produkcji monokryształów krzemu o średnicy 8 cali. Jako ciekawostkę można dodać, że technologia ta została opracowana przez Jana Czochralskiego, profesora Politechniki Warszawskiej.

Napięcie w detektorze dobrane jest tak, aby obszar zubożony rozciągał się na całą objętość detektora, co oznacza, że jest on w pełni zubożony. Dzięki temu można zakładać, że każdy ładunek, który pojawi się na elektrodzie pochodzi z jonizacji wywołanej przez cząstkę. Wybierając grubość takiego detektora należy rozważyć kilka czynników. Im będzie on grubszy, tym większy sygnał wytworzy cząstka, co polepszy wydajność i rozdzielczość energetyczną. Z drugiej strony wzrosną technologiczne wymagania co do czystości materiału. Wzrośnie też napięcie konieczne do całkowitego zubożenia objętości detektora. Zwykle detektory takie mają grubość rzędu kilkuset μm , w detektorach na akceleratorze LHC jest to zwykle 250 lub 300 μm .

Detektory takie stosuje się w fizyce wysokich energii. Można przy ich pomocy konstruować precyzyjne kalorymetry lub identyfikować cząstki. Nadają się również do konstruowania czujników dla dozimetrii, gdyż mogą to być układy o bardzo małych rozmiarach i dużej czułości. Pomiar strat energii dE/dx może być też stosowany jednocześnie z pomiarem pozycyjnym, który zostanie omówiony poniżej. Daje to dodatkowe możliwości pomiaru własności cząstek, w tym ich identyfikacji.

Detektory pozycyjne

Pełnię swoich możliwości detektory krzemowe ujawniają, gdy użyte zostaną do pomiarów pozycyjnych. Oznacza to pomiar punktu (linii) w objętości kryształu, w którą uderzyła cząstka. Najprostszym sposobem uzyskania takiej informacji jest detektor pozycyjny typu mikropaskowego (Silicon Micro-Strip). Jest to konstrukcja niezwykle popularna w fizyce wysokich energii, dość wspomnieć, że wszystkie eksperymenty na zderzaczu LHC w CERN mają co najmniej jeden detektor wykonany w tej technologii.



Na rys. 6.4 pokazano ilustrację konstrukcji detektora mikropaskowego. W wielu aspektach jest ona podobna do detektora dE/dx . Stosuje się ten sam materiał (krzem), z tych samych powodów – rozmiar detektorów jest więc podobnie ograniczony. Podobna jest też grubość detektora – około 300 μm . Wymagania co do warunków pracy są też zbliżone, wymaga świątłuszczelnej obudowy i kontroli temperatury – zwykle może pracować w temperaturze zbliżonej do pokojowej więc wystarczy zwykły układ chłodzący a nie instalacja kriogeniczna.

Sam kryształ ma domieszki typu n, natomiast tuż przy elektrodach odczytowych domieszkowany jest on do typu p. W dolnej części mamy elektrodę metalową (aluminiową), natomiast od góry napyłone są na przemian paski metalu i izolatora. Przestrzeń pomiaru bierze się właśnie z tej segmentacji elektrody odczytowej. Technologicznie możliwe jest wykonanie pasków w odległościach rzędu kilkudziesięciu μm . Mierząc, który z pasków zarejestruje sygnał, dowiadujemy się o pozycji przejścia cząstki – rozdzielczość takiego pomiaru jest rzędu odległości między paskami. Jeśli dodatkowo zastosuje się metody analizy danych korzystające z obliczeń położenia środka ciężkości, rozdzielczość można polepszyć nawet do kilku μm .

Zmniejszanie odległości pomiędzy paskami wydaje się być korzystne, jednak pamiętać należy o pewnych ograniczeniach. Po pierwsze jeśli paski będą zbyt blisko siebie, to ładunek zebrany przez każdy z nich będzie zbyt mały by go zmierzyć. Po drugie nie ma uzasadnienia zmniejszanie odległości poniżej rozmiaru chmury elektronowej powstałej w wyniku jonizacji. Jak wiemy rozmiar ten jest znaczny w wyniku naturalnej dyfuzji ładunku w detektorze w kierunku poprzecznym do propagacji. Po trzecie przy rozmiarach detektora rzędu kilku cm, można łatwo wyliczyć, że paski co kilkadziesiąt mikrometrów oznaczają setki kanałów do odczytu z jednego detektora. Stopień skomplikowania wyprowadzeń elektrycznych z takich pasków oraz elektroniki do ich obsługi jest

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

bardzo znaczny. Dodatkowo wszystkie te dane muszą być zarejestrowane i zanalizowane. W efekcie rozmiar i odległość między paskami nie są ograniczone technologicznie, a właśnie przez powyższe rozważania. Rozsądnym kompromisem są odległości rzędu kilkudziesięciu μm .

Elementy konstrukcyjne detektora (podłoże, paski, izolator) są bardzo zbliżone do elementów w przemysłowo wytwarzanych elementach elektronicznych. Ta zbieżność jest kluczowym czynnikiem obniżającym koszty projektowania i wytwarzania takich detektorów i sprawia, że jest to technologia powszechnie wykorzystywana w fizyce wysokich energii.

Tak wytworzony podstawowy detektor mikropaskowy daje jednowymiarową informację o punkcie przejścia cząstki. Można tę konstrukcję dodatkowo modyfikować. Paski nie muszą być koniecznie liniami prostymi, można stosować inne kształty, jeżeli inna jest naturalna geometria problemu. Można próbować posegmentować drugą elektrodę w kierunku prostopadłym i otrzymać odczyt dwuwymiarowy. Nie jest to jednak proste, gdyż po drugiej stronie płytki nie ma złącza p-n, i mogą powstawać zwarcia pomiędzy paskami. Można poradzić sobie z tym problemem implantując dodatkowe paski typu p pomiędzy odczytowymi. Innym sposobem na uzyskanie odczytu dwuwymiarowego, który stał się ostatnio bardziej popularny jest złożenie dwóch detektorów paskowym, tak aby ich paski znajdowały się pod pewnym kątem.

Jeśli przez taki układ dwóch detektorów przebiega cząstka, to można znaleźć dwuwymiarową pozycję jej przejścia. Jednak jeśli przez detektor przeniknie więcej niż jedna cząstka pojawiają się niejednoznaczności. Okazuje się wtedy, że kąt prosty pomiędzy paskami na dwóch warstwach nie musi być optymalnym rozwiązaniem, stosuje się konstrukcje, w których jest on znacznie mniejszy. Ogranicza to możliwość wystąpienia niejednoznaczności, pogarsza jednak rozdzielczość przestrzenną w jednym z kierunków. Niejednoznaczności można też próbować rozwikłać, dopasowując do siebie wysokość sygnału z obu warstw detektora. Często też niejednoznaczność da się rozwikłać znając przybliżoną trajektorię cząstek z pomiarów w innych detektorach.

Detektory mikropaskowe można wytwarzać w rozmiarach rzędu kilka na kilka cm. Jednak potrzeba jest pokryć nimi znacznie większy obszar. Stosuje się wtedy układy takich detektorów ułożonych obok siebie (występują wtedy przerwy między nimi, co obniża akceptancję, a więc i wydajność) lub „na zakładkę” (brak przerw, ale trudniejsza konstrukcja i analiza danych).

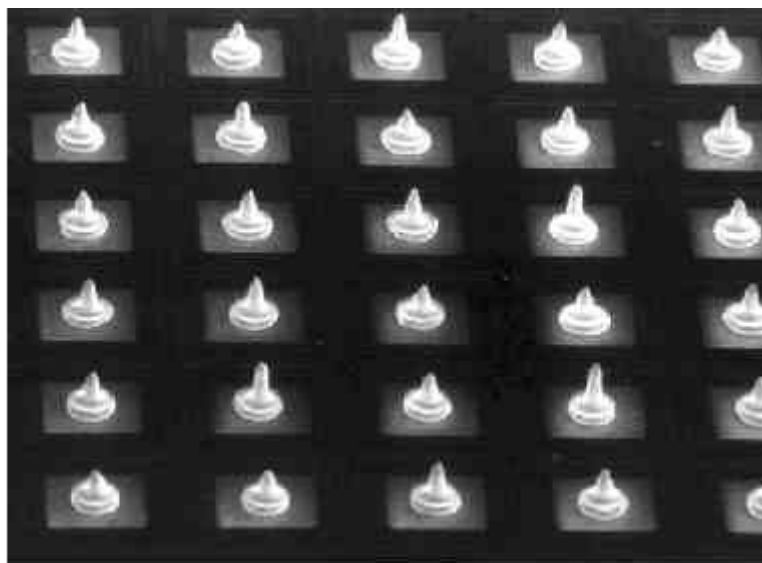
Detektory mikropaskowe są na tyle dobrze opanowaną technologią, że planowane jest ich wdrożenie do zastosowań poza badaniami naukowymi w dziedzinie fizyki wysokich energii. Możliwe jest ich wykorzystanie np. w radiologii, jako detektorów wykonujących rentgenogramy

lub monitorujących wiązkę i naświetlania.

Detektory pikselowe

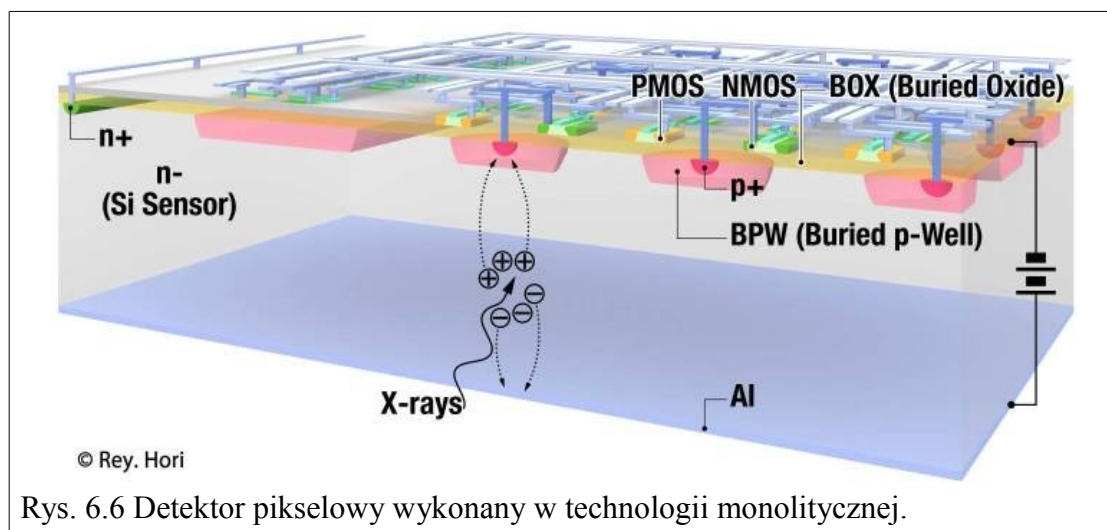
Detektory mikropaskowe są relatywnie proste w konstrukcji, dają jednak informację jednowymiarową. Naturalnym ich rozszerzeniem są detektory pikselowe, które są naturalnie dwuwymiarowe. Osiąga się to poprzez segmentację elektrody odczytowej na pojedyncze piksele: małe, kwadratowe płytki. Odczyt ma więc porównywalną rozdzielczość przestrzenną w obu wymiarach – jest ona określana przez rozmiar pikseli, który nie musi być taki sam w obu kierunkach. Dzięki temu, że nie występują tu żadne niejednoznaczności, może być używany w środowisku, w którym jest duża gęstość cząstek na jednostkę powierzchni (kąta bryłowego). Taka sytuacja występuje na przykład w pobliżu punktu zderzenia w badaniach zderzeń jądrowych przy wysokich energiach. Podstawowym problemem jest wyprowadzenie sygnałów z wszystkich płytek. W detektorze paskowym było to relatywnie proste – wystarczyło wyprowadzić połączenia z końców pasków na brzegu płytki. Tutaj łączyć się należy z każdym pikselem – wymaga to połączenia „powierzchniowego”. O ile detektor paskowy miał dużą ilość kanałów odczytu, to w detektorze pikselowym jest ona jeszcze większa – rośnie kwadratowo z gęstością liniową elementów. Hipotetyczna płytka $5 \times 5 \text{ cm}^2$ z pikselami umieszczonymi w odstępach $100 \mu\text{m}$ będzie miała 250 000 kanałów do odczytu. Rozwiązanie tych problemów wymaga zaawansowanych technologii i sprawia, że detektory pikselowe są relatywnie drogie (znacznie droższe w przeliczeniu na powierzchnię detektora niż paskowe). Jednak dają one maksymalną możliwą aktualnie rozdzielczość przestrzenną pomiaru i są stosowane tam, gdzie jest to najważniejszy parametr, na przykład jako detektor „wierzchołkowy”, to jest położony najbliżej punktu zderzenia ze wszystkich detektorów w eksperymencie.

Dodać też należy, że rozwiązanie wszystkich problemów technicznych nastąpiło niedawno – wymagało zaawansowanej technologii, potężnej miniaturyzacji i „inteligentnej” elektroniki. Użyteczne detektory pikselowe da się budować od początków XXI wieku.



Rys. 6.5 Zdjęcie układu elektronicznego z nałożonym w materiale lutowniczym do montażu w technologii „flip-chip”

Z pomocą w rozwiązaniu problemów technologicznych znów przyszedł przemysł elektroniczny. W szczególności technologia „flip-chip” opracowana na potrzeby montażu komponentów elektronicznych w układach scalonych. Na rys. 6.5 przedstawiono przykład jej zastosowania. Na każdy kontakt (w przypadku detektora będzie to piksel) nałożony jest materiał lutowniczy. Następnie od góry przyklejany jest do niego układ elektroniczny, tak by każdy piksel był połączony z odpowiadającym mu złączem. Oznacza to, że elektronika odczytowa musi mieć rozmiary porównywalne z pojedynczym pikselem. Musi się ona składać z przedwzmacniaczy, kształtowania impulsu, dyskryminatorów i przetworników analogowo-cyfrowych. Każdy taki zestaw musi być powtórzony w takich samych odległościach jak rozmiary pikseli na płycie detektora. Następnie obie płytki są sklejane materiałem lutowniczym. Ostatecznie więc odstęp pomiędzy pikselami jest ograniczony minimalnym rozmiarem elektroniki. Aktualnie są to rozmiary rzędu $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, ale oczekiwana jest dalsza miniaturyzacja.

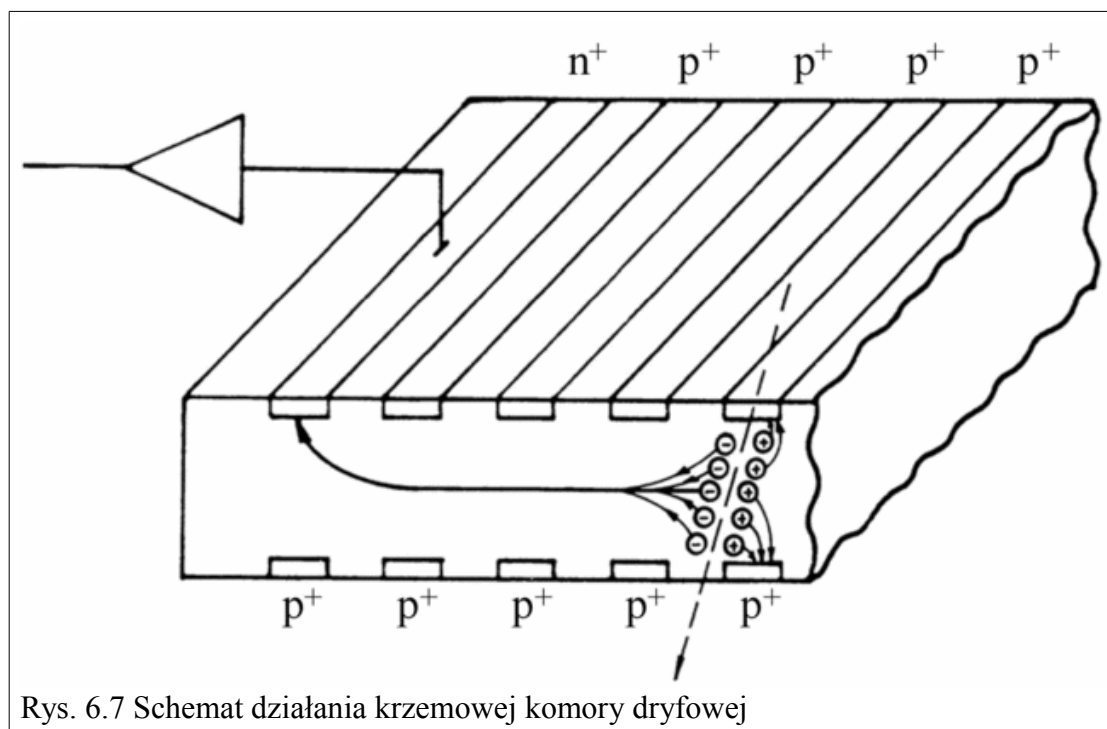


Możliwa jest też technologia monolityczna, pokazana na rys. 6.6. Elektronika odczytowa jest wtedy napylana bezpośrednio na płytkę krzemową będącą detektorem w procesie bardzo podobnym do wykorzystywanego standardowo do produkcji układów scalonych. W efekcie uzyskujemy detektor o mniejszej grubości i większej pewności połączeń, i w efekcie o niższej cenie. Z kolei w technologii hybrydowej obie części mogą być wykonane z innych materiałów, występuje też lepsza izolacja detektora od elektroniki cyfrowej.

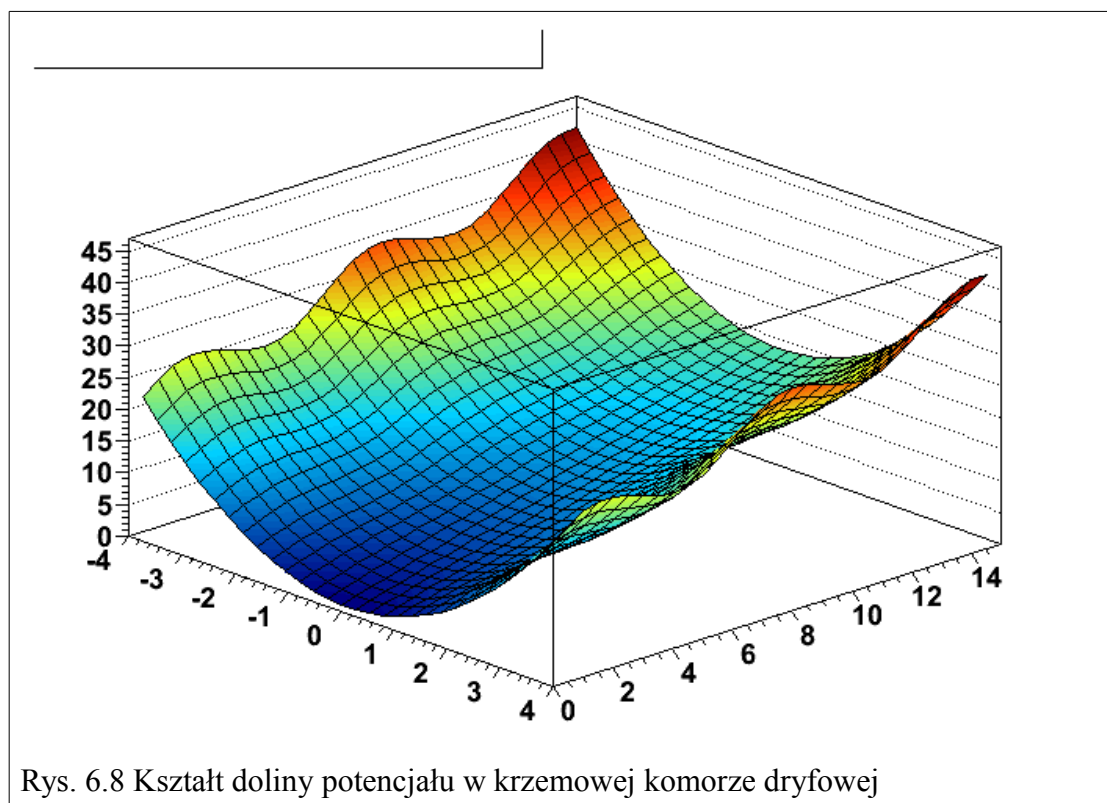
Technologia pikselowa jest intensywnie rozwijana. Daje one aktualnie najlepszą z wszystkich znanych technologii pomiarowych dokładność przestrzenną. Stosuje się ją z powodzeniem w fizyce wysokich energii w detektorach wierzchołkowych. Intensywnie prowadzone są prace nad wykorzystaniem jej w precyzyjnej rentgenografii. Ograniczeniem wciąż jest bardzo wysoka cena detektorów i relatywnie skomplikowany proces projektowania i wytwarzania. Wymaga też ona stosowania bardzo wydajnych systemów komputerowych do akwizycji, składowania i analizy danych. Podkreślić też należy, że rozdzielczość przestrzenna rzędu 100 μm wymaga tak samo dokładnego pozycjonowania detektorów („alignment”) co często stanowi wyzwanie.

Krzemowa komora dryfowa

Odczyt dwuwymiarowy uzyskiwany przez detektory pikselowe nie ma sobie równych pod względem rozdzielczości przestrzennej, jest jednak drogi. Dlatego wprowadzono innego rodzaju odczyt dwuwymiarowy, który można nazwać krzemową komorą dryfową.



Na rys. 6.7 przedstawiono schemat jej budowy i działania. Na płytce krzemu typu n wytwarzamy z obydwu stron łączy p-n. Na jednym końcu implantujemy elektrodę odczytową typu n. Przyłożenie wysokiego napięcia w kierunku zaporowym powoduje, że obszary zubożone z obydwu stron rozciągają się w głąb płytki i stykają się w środku. W połowie grubości płytki powstaje „dolina potencjału” dla elektronów. Jeżeli elektrody typu p mają kształt pasków, to można przyłożyć do każdego z nich stopniowo mniejsze napięcie, tak aby dolina potencjału miała dodatkowo stały spadek w kierunku elektrody odczytowej. Kształt takiego pola pokazany jest na rys. 6.8. Dzięki temu elektrony uwolnione w procesie jonizacji płyną ze stałą prędkością w kierunku anody.



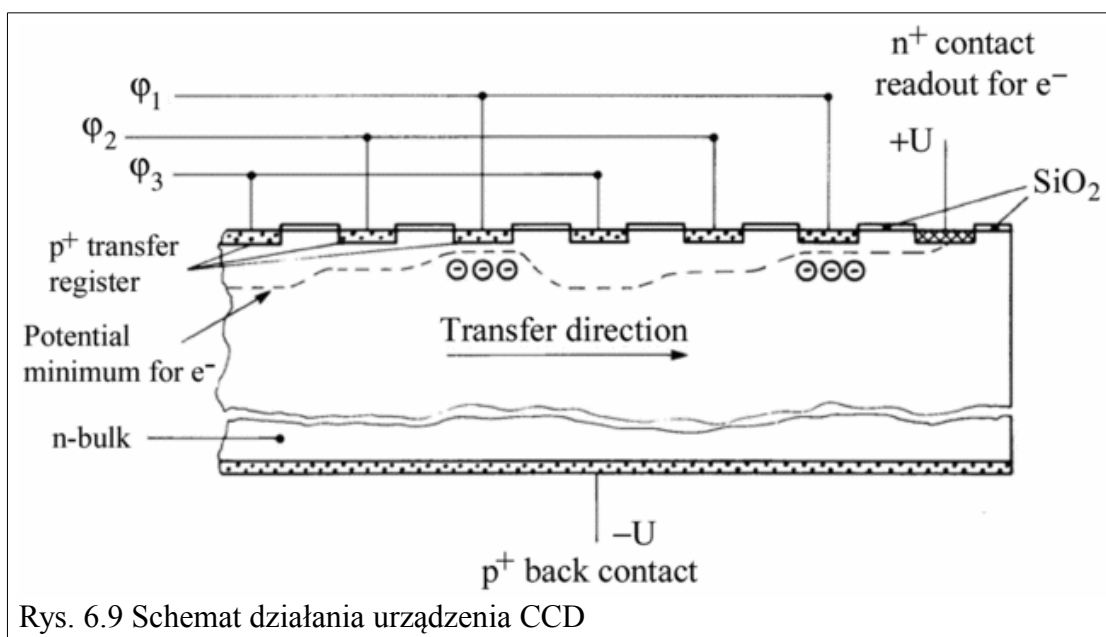
Odległość od miejsca przejścia cząstki do anody mierzymy poprzez pomiar czasu dryfu elektronów i znajomość ich prędkości dryfu. Odczyt drugiej współrzędnej możemy uzyskać segmentując elektrodę odczytową poprzecznie do kierunku dryfu. W takim przypadku pożądane byłoby ograniczenie rozmycia chmury elektronowej poprzecznie do kierunku dryfu. Uzyskujemy to napyłając poprzecznie do elektrod kształtujących pole izolowane metalowe paski. Tworzą one tzw. „channel stops”, grzbiety potencjału w kierunku dryfu elektronów, utrzymujące je w zwartych paczkach.

Możliwa do uzyskania rozdzielczość to 10-50 μm w kierunku dryfu, a w poprzek podobnie jak w detektorach mikropaskowych. Detektory takie pozwalają też na połączenie pomiaru pozycji z pomiarem średniej straty energii dE/dx , a więc także na identyfikację cząstki. Konstrukcja taka ma też swoje ograniczenia. Po pierwsze jest wrażliwa na niejednorodności kryształu, które mogą pułapkować elektrony i modyfikować kierunek ich dryfu. Prędkość dryfu musi być znana z dużą dokładnością, a zależy ona silnie od temperatury. Konieczne jest więc stosowanie kontroli temperatury (choć nie chłodzenia do niskich temperatur – bo obniża ruchliwość nośników) i jej monitorowanie, to znaczy zapisywanie na bieżąco jej aktualnej wartości. Oznacza to, że otrzymanie dokładnej pozycji wymaga dodatkowej obróbki danych i wzięcia pod uwagę aktualnych warunków pomiarowych. Detektor pozostaje też czuły w trakcie odczytu – możliwe jest wystąpienie tzw.

„pile-up” to jest nałożenia na siebie sygnałów od dwóch lub więcej cząstek. Jednak największym ograniczeniem jest stosunkowo długi czas odczytu z detektora, który równy jest czasowi dryfu elektronów przez całą długość płytki. Dla standardowych rozmiarów płytek oznacza to około kilkunastu μs i jest czasem znacznie dłuższym niż czas odczytu dla innych detektorów krzemowych i jest porównywalny z czasem odczytu z gazowych komór projekcji czasowej. Detektory takie mają też silną konkurencję w postaci matryc CCD.

Detektory CCD

Technologia CCD (Charged Coupled Device) nie kojarzy się z detekcją promieniowania jonizującego. Używana jest codziennie, ale do rejestracji obrazów w spektrum światła widzialnego. Była to konstrukcja na tyle pomysłowa i użyteczna, że za jej stworzenie W. S. Boyle i G. Smith otrzymali Nagrodę Nobla z fizyki w roku 2009. Schemat działania matrycy CCD przedstawiono na rys. 6.9.



Rys. 6.9 Schemat działania urządzenia CCD

Na płytkę krzemową, w której utworzono standardowe złącze p-n na powierzchnię napyłone są paski metalu, izolowane od półprzewodnika. Na tej powierzchni, lub blisko niej powstaje dolina potencjału, do którego zbiegać będą elektrony z objętości detektora, w szczególności mogą to być elektrony pochodzące z jonizacji ośrodka przez cząstkę naładowaną. Paski łączymy ze sobą w trzy grupy, co trzeci pasek, każda grupa przesunięta jest o jeden pasek względem poprzedniej.

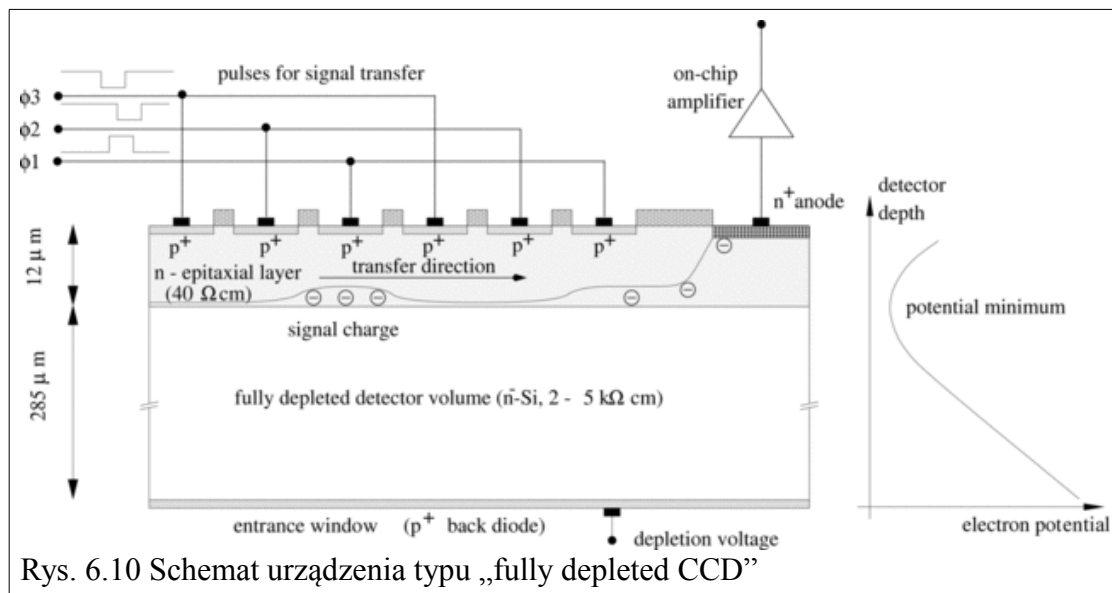
A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Przykładamy do trzech grup napięcie w taki sposób by tworzyły się minima potencjału co trzeci pasek. W efekcie elektrony będą uwięzione w tych minimach. Następnie okresowo zmieniamy napięcia na grupach pasków przesuwając minima w stronę brzegu detektora, gdzie znajduje się elektroda odczytowa. Każde minimum potencjału jest więc szeregowo odczytane, tak że ostatecznie otrzymujemy informację z całej powierzchni detektora. Jeśli, podobnie jak w komorze dryfowej, zaimplementujemy „channel stops”, to odczyt może być dwuwymiarowy. Elektroda odczytowa może być posegmentowana, lub sama być urządzeniem CCD, odczytywanym w kierunku poprzecznym do całej matrycy. Pierwsze rozwiązanie jest szybsze, drugie ma taką zaletę, że cała matryca jest odczytywana przez jeden kanał danych.

Typowe rozmiary jednej komórki CCD to kwadrat o boku 20-30 μm . W połączeniu z metodą środka masy umożliwia to uzyskanie rozdzielczości przestrzennej rzędu 5 μm .

Zaletą urządzenia CCD jest jego powszechność i łatwość użycia. Często wystarczy kupić gotowy układ wraz z gotowym oprogramowaniem. Jednak szeregowy sposób odczytu matrycy sprawia, że jest to urządzenie bardzo wolne w porównaniu do dedykowanych detektorów krzemowych. Ogranicza je też bardzo mała szerokość płytki – w standardowych matrycach stosowanych do rejestracji obrazu wystarcza grubość rzędu kilkudziesięciu μm , co daje zbyt mały sygnał dla cząstek jonizujących. Nie zmienia to faktu, że komercyjne („zwykłe”) urządzenia CCD są bardzo często elementami układów detekcyjnych, gdzie służą do konwersji fotonów na sygnał elektryczny lub jako pamięci analogowe dla innych rodzajów detektorów.

Jednak możliwe jest wykorzystanie technologii CCD bezpośrednio do detekcji cząstek. Na potrzeby fizyki zbudowano tzw. „fully depleted CCD” o strukturze bardzo podobnej do struktury krzemowej komory dryfowej. Jest ona pokazana na rys. 6.10.



W porównaniu do zwykłego urządzenia CCD zwiększono rozmiar złącza do wartości standardowej dla detektorów, czyli około 300 μm. W efekcie otrzymano w pełni dwuwymiarowy detektor, podobnie jak dla detektora pikselowego nie występują żadne niejednoznaczności. Liczba kanałów odczytu jest mała, co upraszcza odczyt i redukuje wymagania co do elektroniki odczytowej. Ceną jest oczywiście znacząco mniejsza szybkość odczytu. Brak też możliwości szybkiego „skasowania” nieinteresującego przypadku, co oznacza że detektor ma duży czas martwy. W razie konieczności można w detektorze zaimplementować dodatkowe układy, które takie kasowanie umożliwiają. Podsumowując detektor CCD może się okazać rozsądnym rozwiązaniem, gdy potrzebny jest pomiar dwuwymiarowy, a wymagania co do czasu odczytu nie są wygórowane.

Inne materiały

Dotychczas opisane zostały detektory oparte na krzemie (Si) i germanie (Ge). Jest to zrozumiałe, gdyż takie konstrukcje dominują obecnie we wszystkich zastosowaniach. Wynika to z ich rozsądnych kosztów oraz faktu że ich technologie wytwarzania i eksploatacji są doskonale opanowane. To z kolei zawdzięczamy przemysłowi elektronicznemu, który te technologie intensywnie rozwija. Wciąż jednak trwają badania nad nowymi materiałami możliwymi do wykorzystania w detekcji.

Pożądane cechy materiału to:

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

- Wysoka gęstość i wysokie Z , które zwiększa zakres pomiaru energii (dla kalorymetrów) a w cienkich detektorach daje większy sygnał
- Szeroka przerwa energetyczna dająca mniej nośników samoistnych i mniejszy prąd ciemny, choć sprawia też że pogarsza się rozdzielczość energetyczna i występuje pewna utrata sygnału
- wysoka ruchliwość ładunku, wpływająca bezpośrednio na czas zbierania nośników czyli szybkość detektora
- odporność radiacyjna przedłużająca żywotność detektora
- niewielka stała dielektryczna zmniejszająca szumy elektroniczne

Aktualnie rozważane jest używanie kilku materiałów. Arsenek galu (GaAs) ma przerwę energetyczną 1.4 eV i wysoką ruchliwość elektronów, rzędu $0.88 \text{ m}^2/\text{Vs}$. Ruchliwość dziur jest dużo niższa, wynosi $0.04 \text{ m}^2/\text{Vs}$ i jest porównywalna do tej w krzemie. Dodatkową zaletą jest to, że jest to materiał znany i stosowany już w elektronice. Można go stosować do budowy precyzyjnych detektorów pozycyjnych (np. pikselowych)

Można też stosować inne związki, zwłaszcza te złożone z pierwiastków o dużym Z , na przykład CdTe, CdZnTe, TlBr. Mają one duże gęstości ($6\text{-}8 \text{ g/cm}^3$) a więc i duży przekrój czynny na fotony. Przerwa energetyczna wynosi dla nich od 1.5 do 2.7 eV. Bada się je przede wszystkim z myślą o spektroskopii wysokoenergetycznego promieniowania X (100 keV i powyżej).

Wspólnym problemem dla materiałów złożonych są kłopoty z hodowlą jednorodnych kryształów. Ogranicza to rozmiary detektorów a więc i grubość złącza. Powoduje też dużą liczbę defektów w kryształach, co ogranicza ich drogę swobodną. Problemem jest też kontrola domieszkowania takich kryształów.

Diament

Z powyższej dyskusji wynika, że wskazane jest używanie monokryształów, a więc pierwiastków z grupy IV. Oprócz omawianych Si i Ge mamy jeszcze jeden tzn. węgiel C. Jego postać krystaliczna to diament. Dokładniej do budowy detektorów używa się jego postaci polikrystalicznej uzyskanej metodą CVD (Chemical Vapour Deposition – osadzanie z par chemikaliów na podłożu szklanym lub metalowym). Produkt ma postać płytek o średnicy ok. 10 cm

i grubości od kilkuset mikronów do kilku milimetrów.

Diament ma przerwę energetyczną równą 5.5 eV formalnie jest więc izolatorem – w normalnej temperaturze ilość nośników jest znikoma. Sprawia to, że nie nadaje się on do zastosowań elektronicznych, ale z punktu widzenia detekcji jest to zaleta – nie ma potrzeby zubażania objętości detektora, a więc i stosowania złącza p-n. Z drugiej strony na produkcję pary nośników konieczne jest 13 eV, co jest wartością porównywalną z wartościami dla gazów i pogarsza energetyczną zdolność rozdzielczą.

Gęstość materiału to 3.5 g/cm^3 , co daje około 36 000 par nośników produkowanych przez MIP na mm drogi. Ruchliwość elektronów to $0.18 \text{ m}^2/\text{Vs}$, zaś dla dziur to $0.14 \text{ m}^2/\text{Vs}$. Dla elektronów jest to wartość podobna jak w krzemie, istotna jest porównywalna ruchliwość dziur.

Z uwarunkowań technologicznych i polikrystalicznej struktury materiału wynika niewielka droga swobodna nośników, rzędu 200 μm . Nie ma więc uzasadnienia dla budowy detektorów o większej grubości. Można obniżyć ilość defektów pułapkujących nośniki przez poddanie detektora działaniu promieniowania.

Stała dielektryczna wynosi 5.7, jest więc duża, co zmniejsza szumy elektroniczne. Jest to istotne ze względu na relatywnie małą wielkość sygnału. Ze względu na brak konieczności domieszkowania, główny proces zniszczenia materiału przez promieniowanie nie ma tutaj zastosowania. Stąd detektor jest relatywnie odporny radiacyjnie. Jak wiadomo diament ma też doskonałe przewodnictwo cieplne, co ułatwia odprowadzanie ciepła z detektorów i kontrolę ich parametrów pracy. Materiał ten jest jednak wciąż relatywnie drogi.

Technologia wytwarzania detektorów w oparciu o diament jest intensywnie badana. Z uwagi na dużą cenę i ograniczenia technologiczne nadaje się ona do budowania detektorów małych, na przykład detektorów pikselowych.

7. Scyntylatory

Skrót

W tym rozdziale omówione zostaną szczegółowo detektory wykorzystujące zjawisko scyntytacji, czyli emisji światła pod wpływem promieniowania jonizującego. Wyjaśnione będą podstawy fizyczne procesu. Wymienione będą typy materiałów scyntytlujących oraz porównane będą ich własności. Opisane też będą dodatkowe elementy i rozwiązania konstrukcyjne potrzebne przy budowaniu tego typu detektorów.

Zasada działania

Zjawisko scyntytacji, czyli emisji promieniowania elektromagnetycznego w zakresie widzialnym w odpowiedzi na przejście cząstki jonizującej zostało wprowadzone w rozdziale 4. W skrócie cząstka propagująca przez materiał wywołuje jonizację, której średnia wartość na jednostkę drogi jest opisana prawem Bethego-Blocha, a rozkład wokół tej wartości średniej opisuje rozkład Landaua. W komorach jonizacyjnych i w detektorach półprzewodnikowych do detekcji wykorzystywane był fakt, że w procesie tym tworzone są wolne nośniki prądu, co po przyłożeniu zewnętrznego napięcia dawało sygnał elektryczny. W przypadku scyntytacji korzystamy z faktu, że oprócz jonizacji cząstka wywołuje także wzbudzenia atomów. Wzbudzenia te w sposób naturalny dążą do relaksacji do stanu podstawowego, co odbywa się przez emisję fotonu. To właśnie te fotony pozwalają na detekcję cząstki. Widać, że w swej istocie fizycznej detektory scyntytlacyjne są jakościowo różne od detektorów opartych na jonizacji – zamiast prądu (elektronów) wykrywają światło (fotony). Oczywiście w dalszej obróbce sygnału fotony te i tak najczęściej zostają zamienione na prąd, nie zmienia to jednak istoty procesu służącego do detekcji.

Historycznie scyntylatory zostały użyte po raz pierwszy przez Crookesa w 1903. Był to kryształ ZnS który emitował błyski światła przy naświetlaniu cząstkami alfa. Można było w tej sposób, obserwując pod mikroskopem kliszę, przeprowadzić eksperyment Rutherforda. Podkreślimy, że w tym przypadku błysk świetlny wykrywany był bezpośrednio, bez konieczności konwersji na sygnał elektryczny. Jednak przełomem w stosowaniu scyntylatorów było właśnie

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

dobrze znany wzorem:

dobanie tej konwersji, dokonali tego w 1944 r. Curran i Baker dodając do układu fotopowielacz. Omówienie tych urządzeń będzie istotnym elementem opisu detektorów scyntylujących. W roku 1947 zaczęto stosować układ z fotopowielaczem do materiałów takich jak naftalen oraz kryształ jodku sodu domieszkowany talem: NaI(Tl). Od roku 1950 scyntylatory stają się jednymi z najważniejszych detektorów w badaniu różnego rodzaju promieniowania. W latach 70-tych i 80-tych XX wieku następuje rozwój badań materiałowych i odkrycie nowych scyntylatorów nieorganicznych, takich jak BGO (wzór chemiczny $\text{Bi}_4\text{Ge}_2\text{O}_{12}$), $^{56}\text{BaF}_2$ czy PbWO_4 (szkło ołowiowe).

Scyntylacja to proces kwantowy, stąd znamy tylko rozkład prawdopodobieństwa jego zajścia w czasie. Jeśli cząstka wzbudzi pewną ilość cząsteczek materiału, to będą one w losowym czasie przechodzić do stanu podstawowego, ilość wyemitowanych fotonów będzie maleć wykładniczo, zgodnie z

$$I = e^{-t/\tau} \quad (7.1)$$

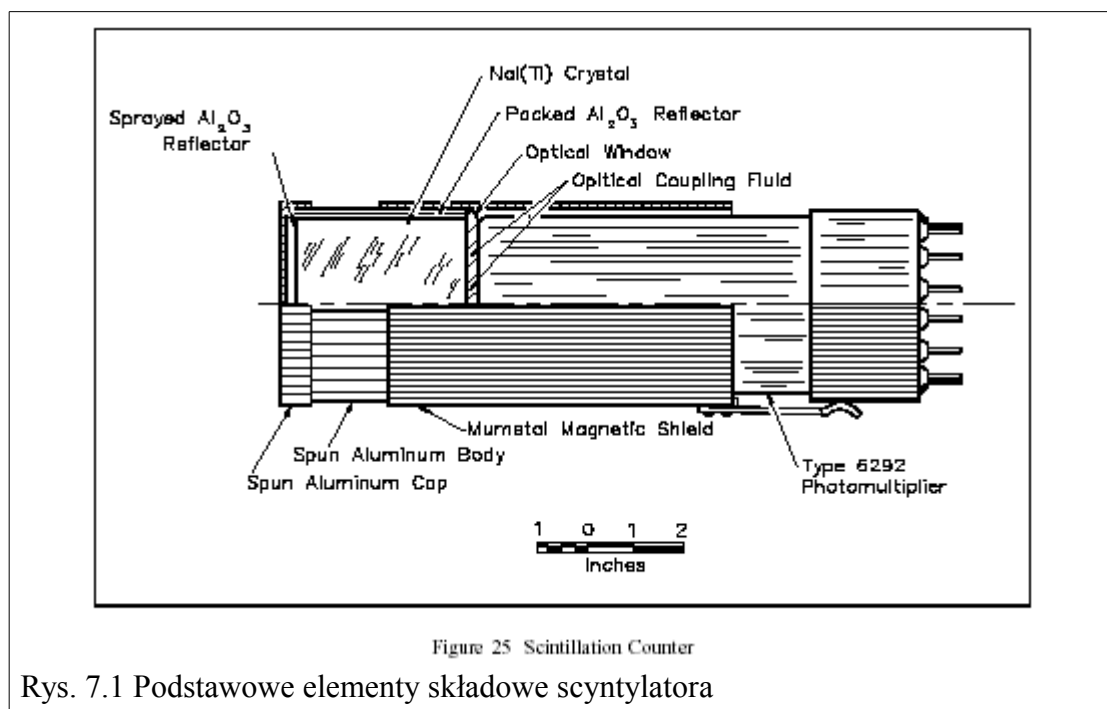
gdzie τ jest parametrem charakterystycznym dla materiału i nazywany jest czasem rozpadu. Jest to jeden z kluczowych parametrów istotnych przy wyborze typu scyntylatora. Zwykle jest on mniejszy niż 10^{-8} s, co oznacza, że detektory takie mogą być stosunkowo szybkie. Materiał scyntylujący musi mieć w swojej strukturze poziomów energetycznych co najmniej trzy poziomy: podstawowy, wzbudzony i trzeci pomiędzy nimi, ale zbliżony do poziomu wzbudzonego. Proces relaksacji przebiega wtedy dwustopniowo, najpierw do poziomu pośredniego, bez emisji światła, a potem do stanu podstawowego, z właściwą emisją fotonu. Istnienie trzeciego poziomu jest kluczowe. W konfiguracji tylko z dwoma poziomami wszystkie wyemitowane fotony byłyby natychmiast z powrotem pochłaniane – scyntylator byłby nieprzezroczysty dla własnego promieniowania. W różnych typach scyntylatorów przyczyna istnienia takich poziomów jest różna – w kryształach mogą one pochodzić od domieszek (patrz też dyskusja struktury pasmowej półprzewodników w rozdziale 6). W związkach organicznych wynika ona ze szczegółów rozkładów energetycznych wzbudzeń związanych z drganiami cząsteczek.

Części składowe scyntylatora

Jak już wspomniano, historycznie wykorzystywano czysty scyntylator, w którym błyski obserwowano bezpośrednio. Jednak w dzisiejszych eksperymentach praktycznie wykorzystywane

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

scyntylatory składają się z kilku części pełniących istotne funkcje. Przykład konstrukcji scyntyлятора pokazano na Rys. 7.1. Po pierwsze umieszczono tu sam materiał aktywny, czyli kryształ NaI(Tl). Znajduje się on w szczelnej, nieprzezroczystej obudowie, dodatkowo otoczony jest on warstwą odbijającą światło (Reflector). Z jednej strony kryształu zamiast warstwy lustrzanej znajduje się system złącza optycznego transportujący fotony. W tym detektorze jest on relatywnie prosty: jest to warstwa przezroczystego płynu (optical coupling fluid). W innych konstrukcjach bywa on znacznie bardziej skomplikowany, może na przykład wykorzystywać światłowody. System ten łączy materiał aktywny z fotopowielaczem, którego zadaniem jest konwersja fotonów na sygnał elektryczny. Dalej występują już elementy znane z innych detektorów, takie jak przedwzmacniacze, wzmacniacze i w ogólności dowolnie skomplikowane układy elektroniczne służące do obróbki sygnału. Istotną częścią układu jest obudowa, która musi być szczelna, nieprzezroczysta, powinna mieć warstwy odbijające światło, tak aby zminimalizować straty optyczne. Często też w skład detektora wchodzi układ kolimujący wiązkę, tak by wpadała do materiału aktywnego.



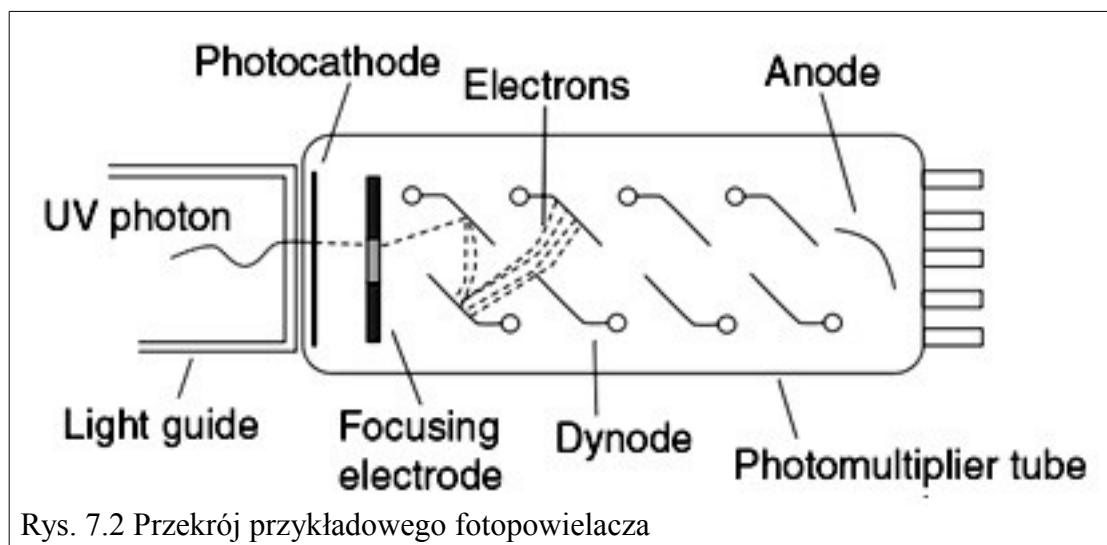
Rozważmy różne etapy detekcji promieniowanie przez scyntylację. Cząstka traci energię w materiale. Tylko część tej energii (najczęściej niewielki procent) zostanie przekształcona na fotony. Reszta zostanie zużyta na zwiększenie energii cieplnej. Następnie atomy zaczynają emitować fotony – jest to proces całkowicie losowy, także co do kierunku takiej emisji. Dlatego kluczowa jest

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

owijająca scyntylator warstwa odbijająca, która kieruje wszystkie fotony w odpowiednim kierunku – w stronę fotopowielacza. W procesie tym naturalnie występują straty. Ich wielkość jest silnie skorelowana z jakością wykonania całej konstrukcji. Sam transport fotonów pomiędzy scyntylatorem a fotopowielaczem może być również skomplikowany i wiązać się z dodatkowymi stratami sygnału. Fotony docierają do fotokatody, która emituje pod ich wpływem elektrony. Jej wydajność również nie jest idealna i zwykle jest dobra tylko w ograniczonym zakresie długości fali. Stąd często konieczne jest stosowanie substancji zmieniających długość fali światła („wavelength shifters”), które również wprowadzają straty. Elektrony wyemitowane z katody niosą informację o sygnale wytworzonym w scyntylatorze. To na tym etapie informacja ta zawarta jest w minimalnej ilości nośników, czyli to liczba elektronów determinuje fluktuacje statystyczne sygnału a więc określa rozdzielczość energetyczną detektora. Ze względu na wszystkie efekty opisane powyżej zrozumiałe jest dlaczego te fluktuacje (czyli inaczej mówiąc ilość energii którą musi stracić cząstka w materiale aktywnym, by po całym procesie fotokatoda wyemitowała jeden elektron) jest o rząd wielkości większa niż w komorze jonizacyjnej i dwa rzędy wielkości większa niż w półprzewodniku. Po emisji z fotokatody zadaniem fotopowielacza jest zwielokrotnienie elektronów o czynnik rzędu 10^6 . Ten sygnał jest zbierany na anodzie, ale wciąż jest zbyt słaby, stąd konieczne jest stosowanie dodatkowych układów elektronicznych takich jak przedwzmacniacze i wzmacniacze. Kluczowe w całym procesie jest to, że jest on liniowy, to znaczy że liczba scyntylacji jest liniowo proporcjonalna do zdeponowanej energii.

Fotopowielacz

Zadaniem tego elementu jest zamiana światła o małej intensywności (pojedynczych fotonów) na sygnał elektryczny. Konieczne tu jest duże zwiększenie sygnału oraz duża szybkość działania. Ostatnio pojawiły się konstrukcje oparte o diody półprzewodnikowe, które spełniają podobne funkcje. Przykładowy przekrój przez fotopowielacz jest pokazany na rys. 7.2.



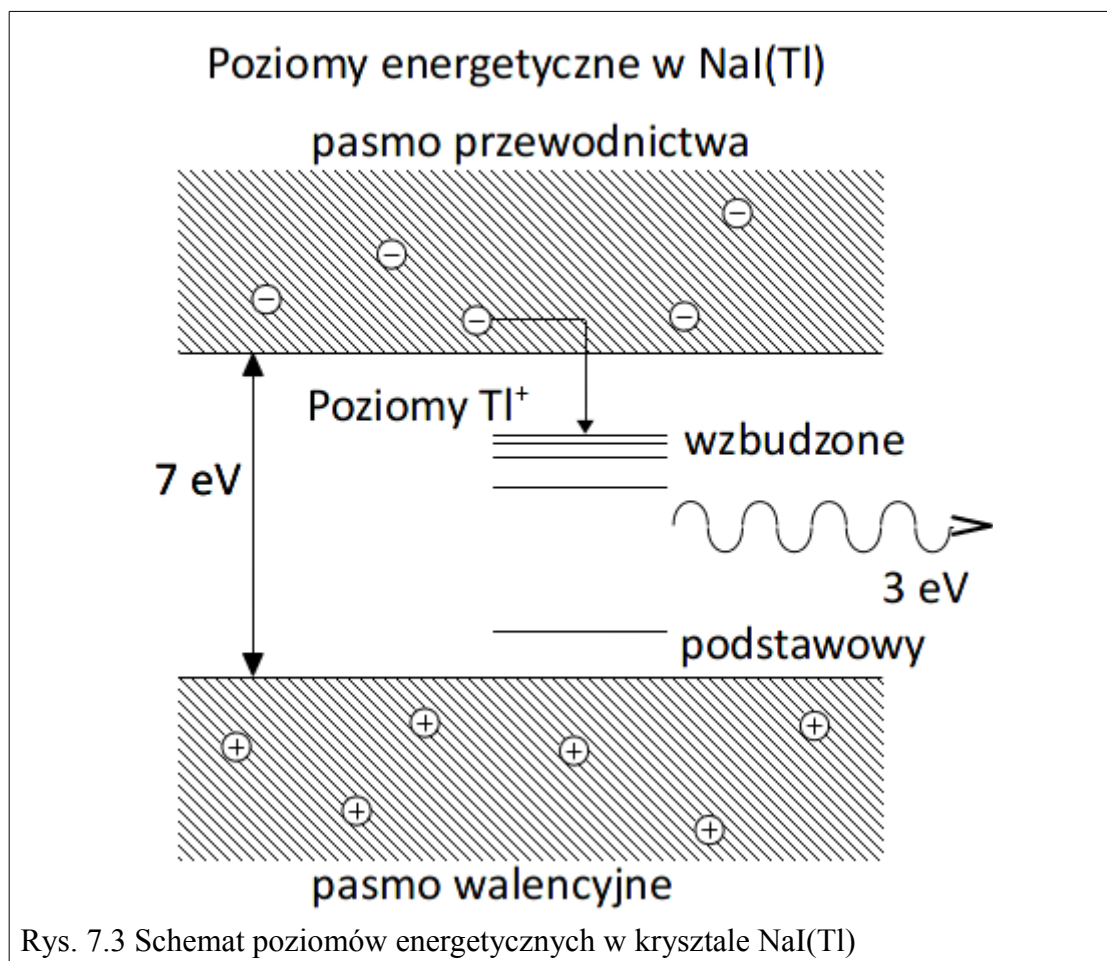
Rys. 7.2 Przekrój przykładowego fotopowielacza

Pierwszym elementem jest fotokatoda, na którą padają fotony. Pod wpływem efektu fotoelektrycznego wybijają one elektrony z materiału. Musi on mieć małą pracę wyjścia, tak aby światło widzialne lub UV wywoływało ten efekt. Z drugiej strony nie może być ona zbyt mała, by nie występowała samorzutna emisja elektronów pod wpływem fluktuacji termicznych. Aby fotony docierały niezaburzone do fotokatody, w obudowie musi znajdować się okno wykonane z materiału przezroczystego dla długości fali na które jest ona czuła. Każda fotokatoda ma też określony przedział częstotliwości dla których jej wydajność jest najwyższa.

Wewnątrz bańki fotopowielacza panuje próżnia. Znajduje się w niej szereg elektrod nazywanych dynodami, do których przyłożone jest stopniowo rosnące napięcie. Elektrony są przyspieszane w polu elektrycznym do energii, które powodują, że przy zderzeniu z kolejną dynodą emitowanych jest kilka lub kilkanaście elektronów. W ten sposób ilość elektronów rośnie lawinowo (wykładniczo). Ostatecznie do anody dociera ich na tyle dużo, by można było taki sygnał elektryczny zarejestrować.

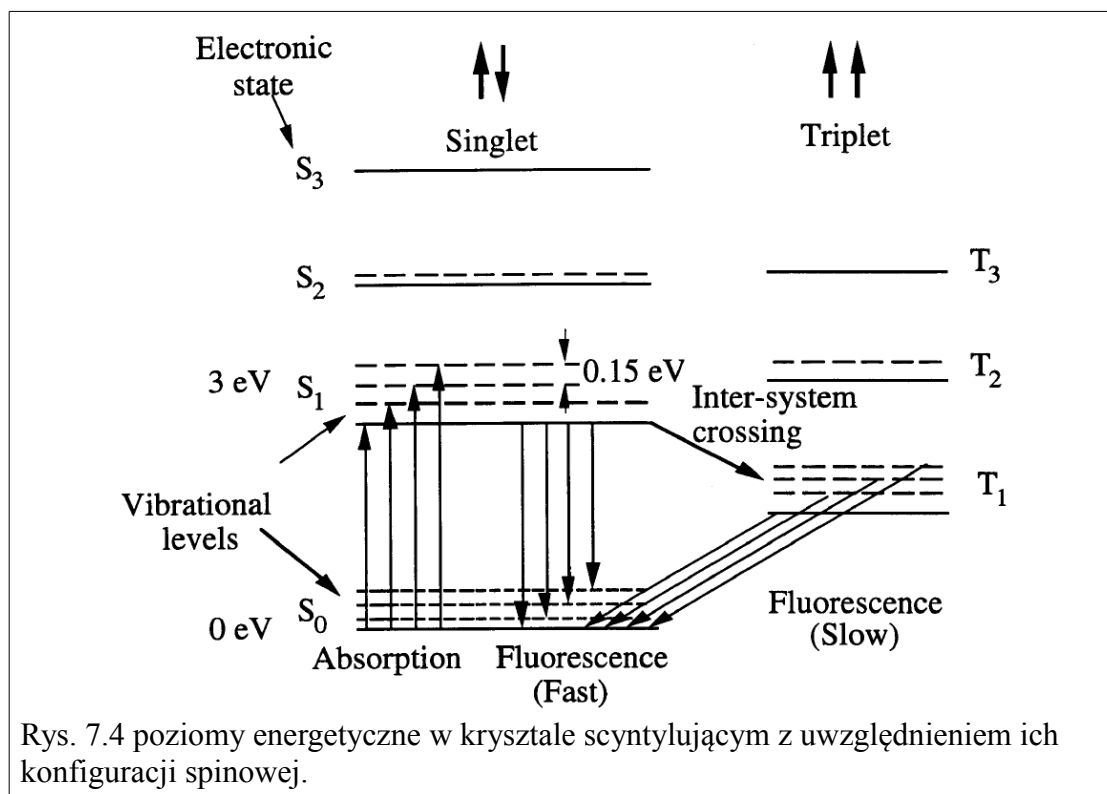
Podział materiałów scyntylujących

Materiały scyntylujące dzielimy na kilka grup. Pierwszą są domieszkowane kryształy, które rozważymy na przykładzie jodku sodu domieszkowanego talem NaI(Tl) . Schemat poziomów energetycznych w takim materiale przedstawia rys. 7.3



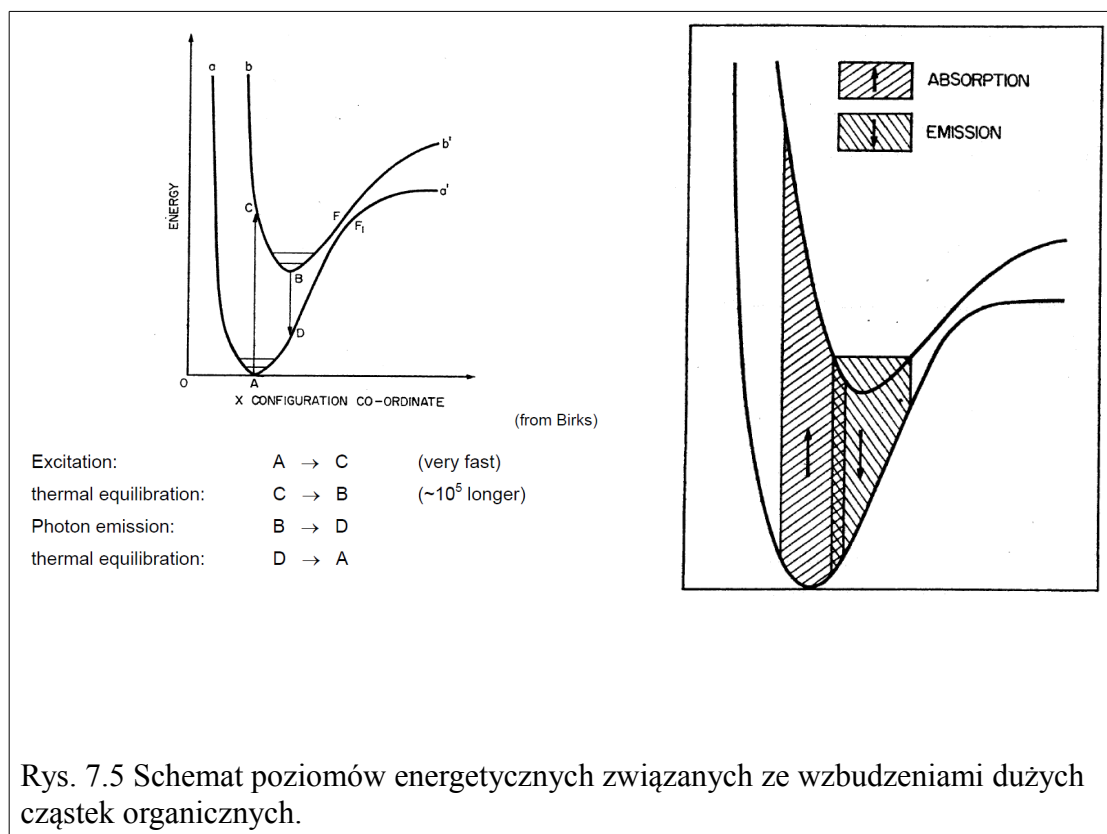
Rys. 7.3 Schemat poziomów energetycznych w kryształach NaI(Tl)

Przerwa energetyczna wynosi 7 eV, a wewnątrz niej są dodatkowe poziomy wprowadzone przez domieszkę atomów Tl. Występuje więc wspomniana struktura z pośrednimi poziomami energetycznymi. Ostatecznie emitowane fotony, na które cały kryształ jest przezroczysty, mają energię 3 eV. Często jednak istotne są jeszcze bardziej skomplikowane szczegóły budowy pasmowej materiału. Na rys. 7.4 przedstawiono układ poziomów energetycznych, z którym mamy do czynienia także w kryształach NaI(Tl). Istotną okazuje się nie tylko energia charakterystyczna poziomów ale także ich stan spinowy. Na rysunku poziom podstawowy S_0 to stan singletowy. Stany wzbudzone to również stany singletowe: S_1 , S_2 i tak dalej. Dodatkowo stany te rozszczepiają się na kilka poziomów wibracyjnych, które bardzo szybko relaksują do stanu podstawowego w danej rodzinie. Potem nastąpić może bezpośrednie przejście do stanu S_0 , wraz z emisją fotonu. Takie przejście jest stosunkowo szybkie. Elektrony mogą jednak przejść również do stanu trypletowego, np. T_1 . Jego czas rozpadu jest znacząco (kilka rzędów wielkości!) dłuższy. Podamy przykłady takich materiałów, ich czas rozpadu będzie się znacząco różnił od innych materiałów w tej samej rodzinie.



Oczywiście jeśli zaabsorbowany foton powoduje przejście ze stanu S_0 do S_1 , a foton ostatecznie wyemitowany to przejście ze stanu T_1 to S_0 , to następuje wyraźna zmiana długości i częstotliwości fali pomiędzy tą zaabsorbowaną a tą wyemitowaną. Na tej zasadzie można właśnie budować elementy typu „wavelength shifters”.

Oddzielną klasą są scyntylatory organiczne. Są to zwykle pojedyncze cząsteczki pewnych związków organicznych rozpuszczone w innej substancji, a więc często cieczy. Nie ma tu mowy o kryształach ani pasmach energetycznych – proces scyntylacji musi się wiązać z własnościami pojedynczej cząsteczki.



Na rys. 7.5 przedstawiono przykład poziomów energetycznych takiej cząsteczki. Związany jest on z drganiami atomów, które dodatkowo mogą mieć kilka konfiguracji. Jedna z konfiguracji wymaga znacząco większej energii. W stanie podstawowym cząstka znajduje się w punkcie A. Cząstka jonizująca przenosi ją do innej konfiguracji, do punktu C. Jednak punkt ten nie odpowiada minimum energetycznemu tej konfiguracji, więc cząstka oddaje w sposób termiczny energię przechodząc do stanu równowagi B. Po pewnym czasie zmienia konfigurację ze wzbudzonej na podstawową, co odpowiada przejściu B-D i jest związane z emisją fotonu. Potem cząstka termicznie wraca do stanu równowagi A.

Dzięki takiej strukturze poziomów emitowane fotony nie odpowiadają energii przejścia cząsteczki do wyższego poziomu ze stanu równowagi A, a więc nie są pochłaniane. Scyntylator jest przezroczysty dla własnego promieniowania. Z drugiej strony różnica pomiędzy konfiguracjami w punktach F i F1 jest na tyle niewielka, że może dojść do zmiany konfiguracji bez emisji fotonu. Stąd spodziewana jest mniejsza wydajność emisji fotonów dla tego typu materiałów w porównaniu do scyntylatorów krystalicznych.

Zmiana długości fali („wavelength shifters” - WLS)

Materiał typu WLS absorbuje światło o jednej długości a emituje o innej, większej długości. Może być stosowany w postaci domieszki do materiału aktywnego (łatwe do wykonania dla materiałów rozpuszczonych w cieczy – wystarczy rozpuścić kolejną substancję) lub w postaci oddzielnej substancji, na przykład substancji odbijającej lub w pokryciu okna optycznego.

Stosowanie WLS jest konieczne, gdyż zachodzi potrzeba dostosowania do siebie optycznie różnych części układu. Każdy materiał scyntylacyjny emituje światło o określonej długości fali, natomiast inne części układu mogą być czułe w innych zakresach. W szczególności może to dotyczyć światłowodów będących częścią układu optycznego lub charakterystycznej częstotliwości dla której najwyższa jest czułość fotokatody fotopowielacza.

Ceną za stosowanie WLS jest wydłużenie czasu rozpadu oraz zmniejszenie wydajności optycznej – nie każdy zaabsorbowany foton zostanie następnie wyemitowany.

Zdolność rozdzielcza detektorów scyntylacyjnych

Jak już wspomniano w opisie budowy scyntylatora, informacja o badanej cząstce jest zawarta w minimalnej ilości nośników tuż przed procesem zwielokrotnienia (wzmocnienia) elektronów, czyli na przykład tuż za fotokatodą fotopowielacza. Wpływ tego efektu na rozdzielczość energetyczną został opisany w rozdziale 4. Energia zdeponowana przez cząstkę jest wtedy zamieniana na pewną ilość nośników, której średnią wielkość można wyliczyć:

$$E_{zdeponowana} = \bar{n} \cdot \epsilon \quad (7.2)$$

gdzie ϵ to energia potrzebna na utworzenie jednego jonu.

Jeżeli n podlega rozkładowi Poissona i jest liczbą dużą (większą niż 100), to wariancję rozkładu n można przybliżyć przez pierwiastek z tej wielkości, a więc wariancja energii to:

$$\sigma_E = \sqrt{\bar{n}} \cdot \epsilon \quad (7.3)$$

Jeżeli detektor jest liniowy, to sygnał w detektorze jest wprost proporcjonalny do zdeponowanej energii:

$$S = \text{const} \cdot E_{zdeponowana} \quad (7.4)$$

Jeżeli cząstka całą swoją energię przekazuje do substancji aktywnej detektora (jest ona całkowicie

zatrzymywana w detektorze), lub znamy precyzyjnie procent tej energii przekazany do detektora to można wyznaczyć względną wydajność energetyczną:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{S} \approx \frac{1}{\bar{n}^{1/2}} = \frac{\epsilon^{1/2}}{E^{1/2}} \quad (7.5)$$

Jak wiadomo, wartość ϵ jest dla scyntylatorów o rząd wielkości większa niż dla komór jonizacyjnych i o dwa rzędy wielkości większa niż dla detektorów półprzewodnikowych. Dlatego stosowanie scyntylatorów do pomiaru energii (jako kalorymetrów) jest uzasadnione przy dużych energiach cząstek.

Wydajność świetlna

Kryształ jodku sodu domieszkowany talem NaI(Tl) jest często traktowany jako materiał referencyjny – daje on największą ilość fotonów wyemitowanych pod wpływem zdeponowania określonej ilości energii w materiale. Można oszacować tę ilość zauważając, że pojedyncze przejście energetyczne produkujące proces scyntylacji wymaga 7 eV, jak to jest pokazane na rys. 7.3. Wtedy 1 MeV energii zdeponowanej daje maksymalnie około $1.4 \cdot 10^5$ fotonów. Zmierzono tę wielkość w rzeczywistych kryształach i otrzymano wielkość rzędu $30-40 \cdot 10^3$ fotonów. Reszta energii jest rozpraszana poprzez procesy inne niż scyntylacje. Sama struktura poziomów energetycznych powoduje też stratę energii równą $3/7$. Z rys. 7.3 widać, że fotony scyntylacyjne mają energię 3 eV, tak więc zdeponowanie 1 MeV energii przez cząstkę daje $4 \cdot 10^4 \times 3 \text{ eV} = 1.2 \cdot 10^5 \text{ eV}$ energii uniesionej przez fotony. Oznacza to wydajność około 8-12 %. Jest to bardzo wysoka wartość, dla scyntylatorów organicznych często spotyka się wartości rzędu 1-2 %, co odpowiada około 4-6 tys. fotonów na 1 MeV zdeponowanej energii. Cząstka o minimalnej jonizacji (MIP) deponuje w kryształach średnio:

$$E_{dep} = (dE/dx) \times \text{gęstość} = 1.32 \text{ MeV l} / (\text{g l cm}^2) \times 3.67 \text{ g l cm}^3 = 4.8 \text{ MeV l cm} \quad (7.6)$$

co daje około 200 000 fotonów na cm drogi.

Te wartości odpowiadają przypadkowi idealnemu i odnoszą się tylko do samej substancji aktywnej. Z punktu widzenia detekcji istotna jest rzeczywista ilość fotonów, która może być użyta do detekcji, a więc uwzględniająca wszelkie straty w układzie. Dla przykładu ilość zmierzonych fotoelektronów, t.j. scyntylacji, które wywołały efekt na fotokatodzie wyznaczono w publikacji współpracy ZEUS (E. Bernardi et al. NIM A262 (1987)). Układ składał się z warstw scyntylatora o

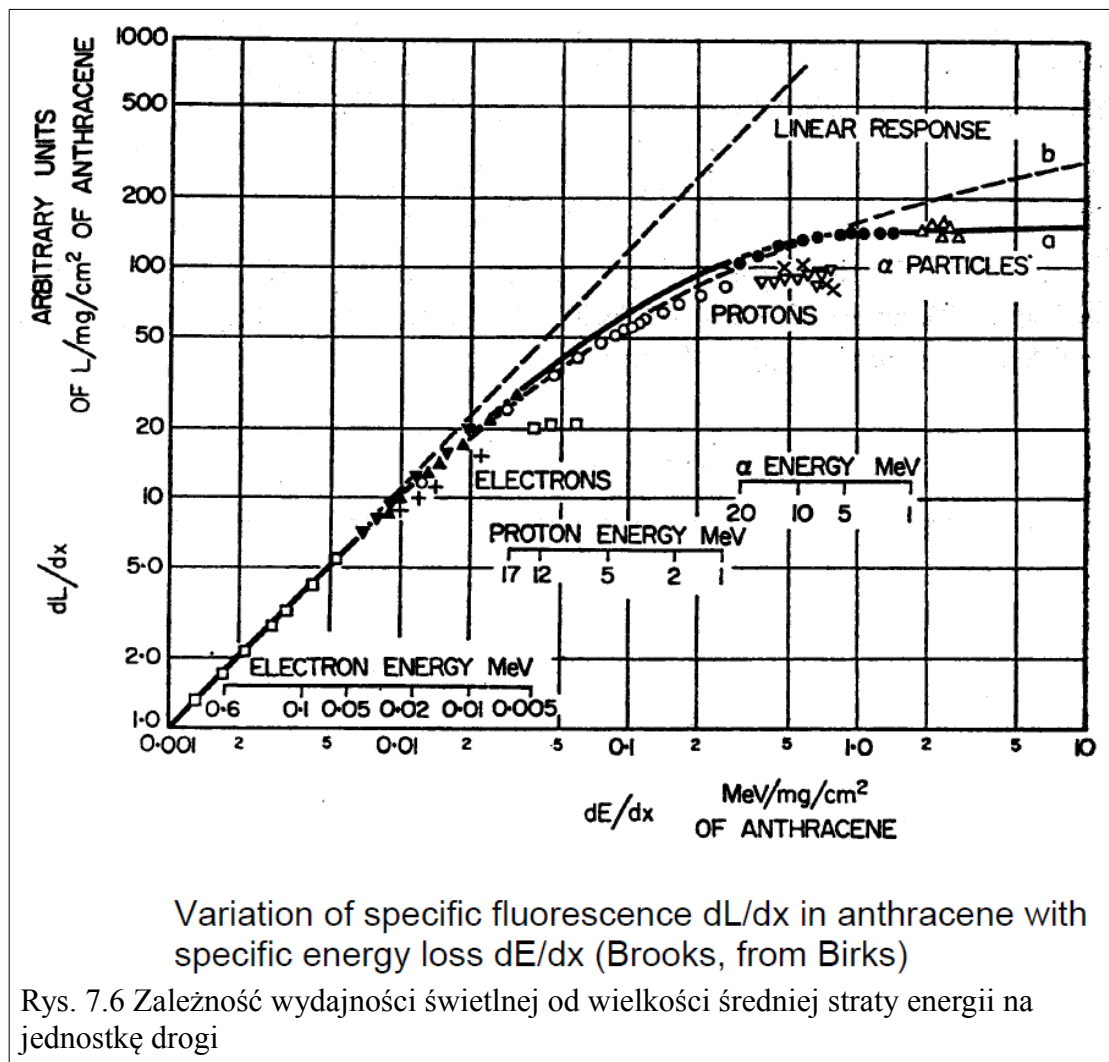
A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

rozmiarach $20 \times 20 \times 0.25 \text{ cm}^3$ oraz absorbera ołowianego. Do tego dołączony był światłowód o długości 1 m będący jednocześnie materiałem zmieniającym długość fali (WLS). Ostatecznie otrzymano wielkości wynoszące kilkanaście fotoelektronów na 1 MeV zdeponowanej energii. Przyczyną tak niewielkich wartości był efekt osłabienia światła („attenuation length”) w światłowodach oraz efekt wysycenia światła („light saturation”).

W celu porównania własności różnych materiałów scyntylujących podaje się tzw. wydajność świetlną (light output – LO lub po prostu L). Definiuje ona zdolność rozdzielczą detektora. Jest ona najczęściej różna dla różnego rodzaju cząstek. Jej jednostką jest liczba fotonów luminescencji na 1 MeV zdeponowanej energii, czyli dla NaI(Tl) wynosi 40.000.

Liniowość odpowiedzi – prawo Birksa

W rozważaniach o rozdzielczości energetycznej założona została liniowość odpowiedzi świetlnej detektora na zdeponowaną energię:



$$L \sim E_{\text{zdeponowana}} \tag{7.7}$$

Zależność ta jest spełniona, jeśli zdeponowana energia jest mała. Dla większych energii mamy do czynienia z procesem wysycenia. Dla większości materiałów w rzeczywistości mamy do czynienia z zależnością ilości fotonów od zdeponowanej energii opisaną prawem Birksa

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \tag{7.8}$$

gdzie A i B to parametry zależące od materiału, zaś czynnik k wynika z wysycenia jonizacji („ionization quenching”). Wykres takiej zależności dla antracenu przedstawia rys. 7.6. Straty energii dE/dx są w tym przypadku opisane prawem Bethego-Blocha. Wynika z tego, że przedział energii cząstki, w którym występuje liniowość odpowiedzi świetlnej jest inny dla każdego rodzaju cząstki,

co również jest pokazane na wykresie.

Wybór materiału scyntylującego

Materiał	Gęstość (g/cm ³)	Czas rozpadu (ns)	Względna wydajność świetlna
NaI (Tl) (referencyjny)	3.7	230	100
Kryształy			
LuAlO ₃ (LuAP)	8.3	10 – 20	80
Lu ₂ SiO ₅	7.4	~40	75
Gd ₂ SiO ₅	6.7	30 – 60	20 – 25
LuPO ₄ (LOP)	6.5	24	33
YAlO ₃ (YAP)	5.6	28	40
CeF ₃	6.2	~5	5 – 9
BaF ₃	4.9	30	6
PbF ₂	8.2	50	~10
Szkła			
Silicate (GSI)	2.5 – 2.7	~60	~5 – 10
borate	2.4 – 2.5	~30	~3
Phosphate	~2.6	~30	<1
Fluoride (HfF ₄)	~6	10	<1

Tab. 7.1 Własności materiałów scyntylujących

Przy wyborze materiału scyntylującego należy wziąć pod uwagę szereg czynników wynikających z własności materiałów i szczegółów problemu pomiarowego. Przykłady własności materiałów scyntylujących podane są w tabeli 7.1. NaI(Tl) jako materiał referencyjny ma największą wydajność świetlną. Inne kryształy wykazują porównywalną wydajność, od kilku do kilkudziesięciu procent wartości dla NaI(Tl). Z kolei dla szkieł wartości są już zdecydowanie mniejsze, nawet o dwa rzędy wielkości. Gęstości wszystkich materiałów są zbliżone, materiały gęstsze będą dawały większą jonizację na odcinek drogi cząstki. Z kolei czas rozpadu jest dla NaI(Tl) zdecydowanie największy. Wynika to z omówionej już struktury poziomów energetycznych i zabronionego charakteru przejścia prowadzącego do scyntylacji. Inne materiały wykazują znacznie mniejszy czas rozpadu, nawet kilka ns. Pozwala to na budowanie szybkich detektorów.

Dobry materiał aktywny dla scyntylatora powinien charakteryzować się:

A. Kiesel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

- dużą gęstością dla badanego promieniowania, zależną od składu chemicznego i izotopowego oraz od gęstości
- krótkim czasem rozpadu stanu wzbudzonego (szczególnie gdy szybkość działania detektora jest istotna)
- dużym procentem rozpadów z emisją światła w porównaniu do relaksacji zużywanych na wzbudzenie sieci lub ośrodka (ciepło)
- długością fali maksymalnie zbliżoną do maksimum czułości fotopowielacza
- przezroczystością dla własnego programowania
- dobrym zbieraniem promieniowania odbitego
- brakiem poświaty (prądu ciemnego, płynącego przy braku światła)
- dobrą przezroczystością (niskim „attenuation length”), także w stosunku do planowanych rozmiarów detektora

Poza tym należy brać pod uwagę następujące czynniki:

- technologicznie możliwe do wykonania kształty i wielkości brył
- wymagania co do jednorodności i trudności (koszt!) jej otrzymania i utrzymania w czasie użytkowania detektora
- stabilność własności w czasie
- odporność na warunki zewnętrzne – wytrzymałość na zniszczenia mechaniczne, kruchość, wytrzymałość na odkształcenia, stabilność parametrów w funkcji temperatury, czułość na skład chemiczny otoczenia (higroskopijność)
- odporność na zniszczenia radiacyjne
- własności chemiczne (łatwopalny, trujący)
- możliwość modelowania kształtu

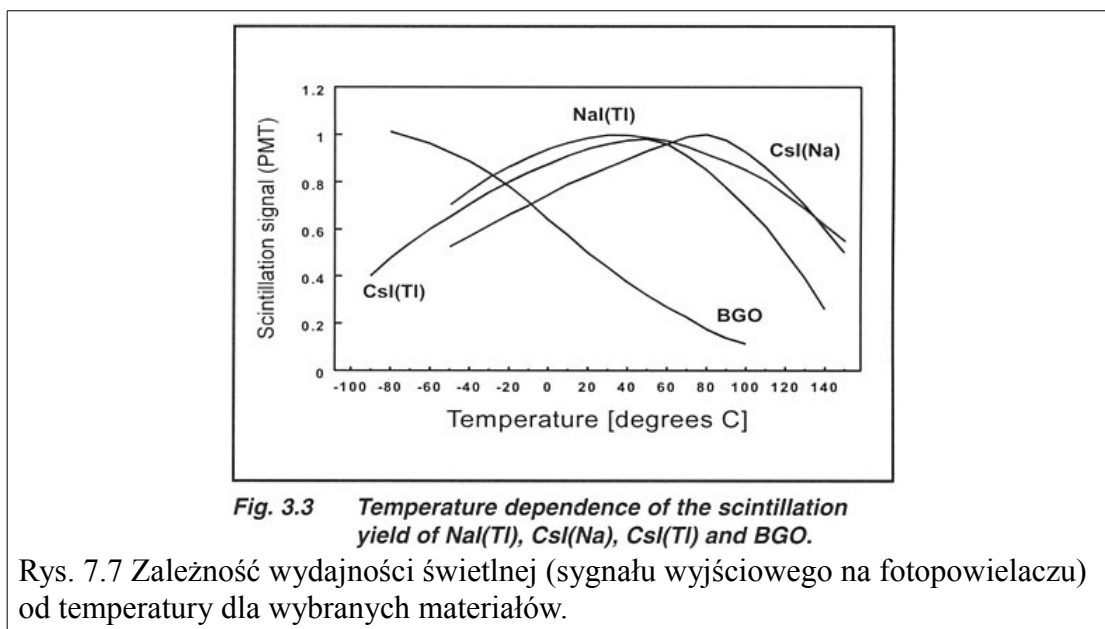
Często istnieje wiele kombinacji spełniających zadane warunki, stąd należy również brać pod uwagę dostępność danego materiału i jego cenę.

Przezroczystość materiału charakteryzowana jest przez współczynnik Λ nazywany współczynnikiem osłabienia („attenuation length”):

$$I = I_0 \exp(-D/\Lambda) \quad (7.9)$$

gdzie D to droga przebyta przez światło w detektorze. Można ją wyznaczyć poprzez oświetlenie laserem różnych części detektora, w zmieniającej się odległości od fotopowielacza.

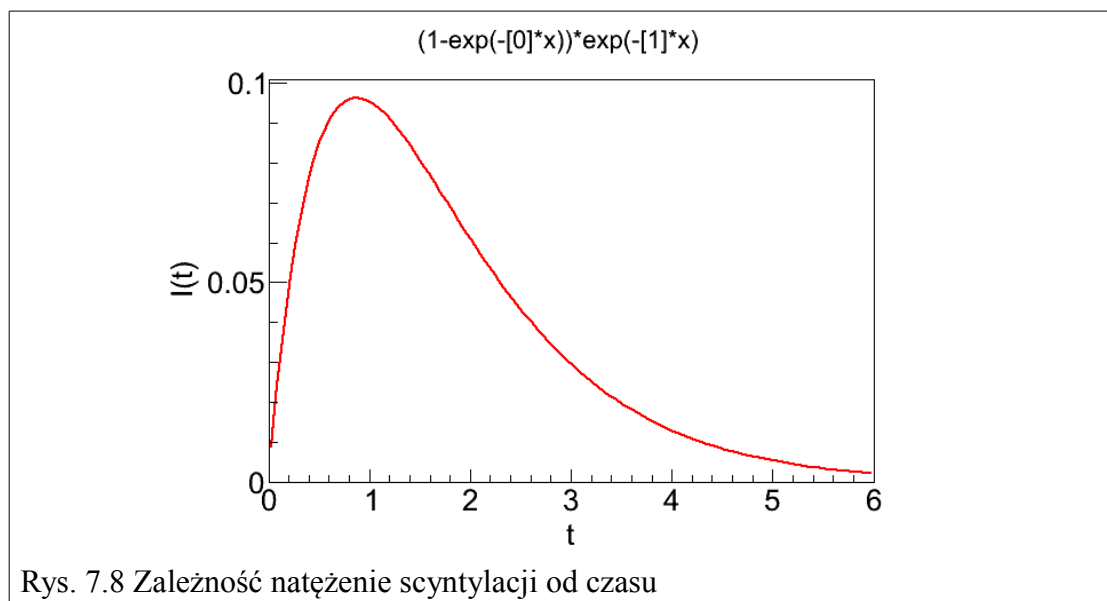
Wymienione parametry materiałowe wpływają bezpośrednio na wydajność detektora, dotyczy to szczególnie wydajności świetlnej L. Zależy ona od szeregu czynników zewnętrznych, z których najważniejszy to temperatura. Na rys. 7.7 przedstawiona jest zależność L od temperatury dla wybranych materiałów.



Kryształy mają dużą zależność wydajności od temperatury. Co ważne, jej maksimum przypada na temperatury zbliżone do temperatury pokojowej, więc nie wymagają one dużych zmian temperatury (chłodzenia lub podgrzewania) aby ją osiągnąć. Niektóre materiały nieorganiczne, takie jak BGO mają bardzo wysoką czułość – L zmienia się o 1% na 1C. Przyczyną jest wzrost ilości przejść bez scyntytacji wraz z temperaturą. Z kolei scyntylatory organiczne mają dużą stabilność sygnału w szerokim zakresie temperatur ($-60 < T < 20\text{C}$) – na przykład L dla -60 C to 0.95 wartości dla 20 C . Jeżeli konieczna jest duża dokładność pomiaru energii, to należy zastosować szereg czynności. Po pierwsze kalibracja musi przebiegać w znanej, dobrze kontrolowanej temperaturze, maksymalnie zbliżonej do tej, która będzie panować w momencie pomiaru. W czasie pomiaru temperatura musi być kontrolowana i utrzymywana na tym samym

poziomie, co może wymagać dodatkowych układów chłodzących lub grzejnych. Jeśli temperatura nie może być ustalona, to kalibrację należy przeprowadzić wielokrotnie, w całym zakresie możliwych temperatur pomiarowych. Podczas pomiaru temperatura musi być aktywnie monitorowana, a wyniki pomiarów muszą zostać skorygowane na tę zależność wydajności od temperatury.

Przy omawianiu struktury energetycznej materiału podkreślono znaczenie czasu życia poszczególnych poziomów energetycznych. Czas relaksacji ze stanu wzbudzonego do stanu fluorescencyjnego, a więc relaksacji niepromieniującej jest rzędu ułamków ns. Z kolei emisja fotonów scyntylacyjnych, a więc przejście ze stanu fluorescencyjnego do podstawowego trwa zwykle kilka ns (choć są wyjątki – patrz Tab. 7.1). Oba te czasy mają charakter stałych czasowych w wykładniczym rozkładzie prawdopodobieństwa. Złożenie obu tych gęstości prawdopodobieństwa (relaksacji i emisji fotonów) daje charakterystyczny przebieg czasowy procesu scyntylacji: początkową raptowną część wzrostową i wykładniczy spadek za maksimum emisyjnym. Wykres tej zależności jest pokazany na rys. 7.8.



Dodatkowo czas trwania sygnału zależy od rodzaju cząstki. Ogony rozkładów rozciągają się do dużych czasów, są one najmniejsze dla kwantów gamma, wyższe dla neutronów i najwyższe dla cząstek alfa.

Wzmocnienie fotopowielacza

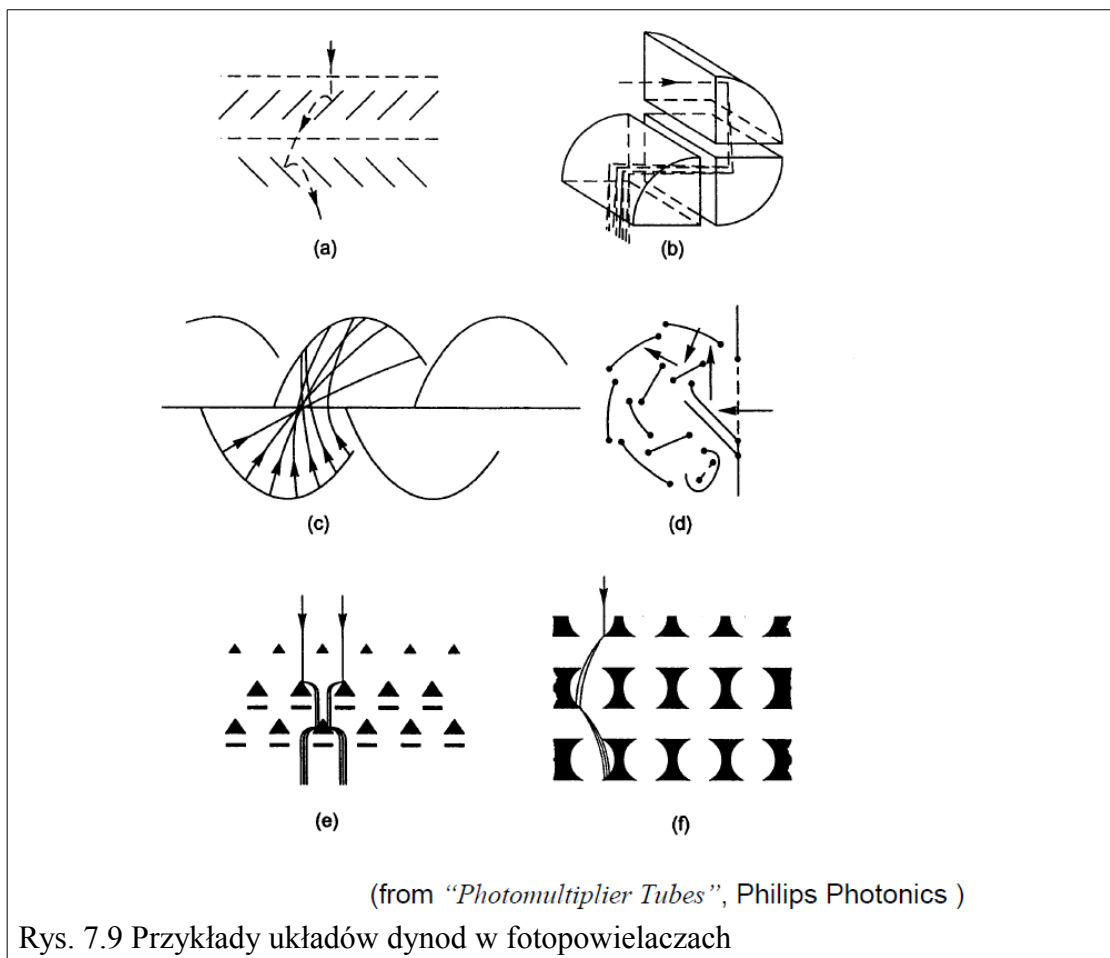
Fotopowielacz powoduje lawinowe wzmocnienie sygnału elektrycznego. Opisane jest to zależnością:

$$M \sim \eta \cdot r^n \quad (7.10)$$

gdzie η to wydajność fotokatody na emisję elektronu, n to liczba dynod a r to współczynnik powielenia przez dynodę, czyli liczba elektronów wybijanych przez uderzenie jednego elektronu. η zależy przede wszystkim od temperatury, jak $T^{3/2}$. Z kolei r zależy od napięcia pomiędzy dynodami jak $V^{0.8}$. Ostatecznie otrzymuje się współczynnik wzmocnienia:

$$M \sim A \cdot V_d^{0.8n} \cdot T^{3/2} \quad (7.11)$$

Wynika z tego, że małe różnice w przyłożonym napięciu powodują dużą zmianę wzmocnienia a więc i sygnału. Kluczowa dla poprawnej kalibracji detektora jest więc stabilność napięcia w fotopowielaczu. Podobnie czule są one na zmiany temperatury.



A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Dodatkowo wzmocnienie, czas działania i inne parametry zależą silnie od wzajemnego ułożenia i kształtu dynod. Dryf elektronów pomiędzy nimi odbywa się w silnych polach elektromagnetycznych i zależy w istotny sposób od wartości pól zewnętrznych. Dlatego konieczne jest stosowanie ekranującej obudowy fotopowielacza i to zarówno elektrycznej jak i magnetycznej.

Na rys. 7.9 przedstawiono przykłady przestrzennego rozłożenia dynod w fotopowielaczu. Każdy z nich stosowany jest w innym celu:

- a) „Venetian blind” - prosty układ o dużej wydajności i stabilnym wzmocnieniu. Ma ograniczoną rozdzielczość czasową
- b) „box and grid” - własności podobne do układu a)
- c) „linear focusing” - układ o dobrych charakterystykach czasowych – dużej szybkości i dobrej rozdzielczości czasowej
- d) „circular cage” - układ minimalizujący rozmiary fotopowielacza
- e) „mesh dynode” - układ o małym wzmocnieniu ale dużej odporności na zewnętrzne pola magnetyczne
- f) „foil dynodes” - perforowane folie metalowe, nadające się do zastosowania w wielokanałowych fotopowielaczach

Rodzaje scyntylatorów

Detektory scyntylicyjne wykonywane są w jednej z dwóch technologii. Są to włókna scyntylujące, lub zwarte kształty takie jak płachty lub bloki. Wybór rodzaju zależy od własności materiału. W szczególności scyntylatory płynne zwykle są umieszczane w zbiornikach o zwartych kształtach.

Poniżej przedstawiono zwięzły spis podstawowych rodzin materiałów scyntylujących i cech je wyróżniających.

- Krysztaly organiczne. Charakteryzują się stosunkowo niskim czasem rozpadu. Dla transstylbenu i naftalenu wynosi on kilka ns, dla antracenu ($C_{14}H_{10}$) około 30 ns. Ze względu na regularną strukturę krystaliczną fotony są w krysztale kanałowane („channeling effect”), t.j. mają preferencję do poruszania się w określonych kierunkach. Powoduje to anizotropię

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

rozchodzenia się światła w kryształach i wymaga dodatkowego pozycjonowania kryształu względem kanału optycznego. Są to materiały twarde, a więc wytrzymałe mechanicznie, jednak mogą być kruche. Oznacza to trudności w modelowaniu i profilowaniu oraz uzyskiwaniu skomplikowanych kształtów. Jako, że wymagają regularnej sieci krystalicznej rozmiary otrzymywanych bloków są ograniczone.

- Plastik scyntylujący, czyli organiczne związki scyntylujące rozpuszczone w plastiku. Mają dobrą szybkość działania – czas rozpadu rzędu 2-3 ns. Wysoka jest też ich wydajność świetlna. Jako materiał amorficzny dają się łatwo modelować, możliwe jest wytwarzanie bloków o dużych rozmiarach. Są też relatywnie tanie. Problemem może być odporność chemiczna – są one najczęściej rozpuszczalne w cieczach organicznych. W praktyce oznacza to, że nie można dotykać ich ręką, konieczna jest odzież ochronna.
- Scyntylatory ciekłe, czyli ciecz organiczna, w której rozpuszczone są scyntylujące związki organiczne. W ich przypadku energia cząstki naładowanej jest absorbowana przez rozpuszczalnik i następnie przekazywana do cząstki scyntylującej. Charakteryzują się niskim czasem rozpadu – rzędu 3-4 ns. Składniki mieszaniny można modyfikować w pewnym zakresie stężeń, a także dodawać dodatkowe materiały. Np. ^{11}B ma duży przekrój czynny na detekcję neutronów, jego dodanie do mieszaniny zwiększa czułość detektora na neutrony. W cieczach takich występuje efekt wygaszania („quenching effect”), energia cząstki rozkłada się na wiele procesów, z których tylko jeden to scyntylacje. Może on mieć kilka przyczyn. Chemiczne domieszki cząstek niefluoryzujących mogą absorbować energię wzbudzenia i przekazywać dalej bez emisji światła, np. zamieniając ją w ciepło. Mogą występować cząstki zmieniające długość fali świetlnej i psujące przez to dopasowanie tej długości do czułości innych elementów układu pomiarowego. W roztworze mogą pojawić się substancje nierozpuszczalne, które będą się wytrącać i absorbować światło. Scyntylatory ciekłe są czułe na nawet małe ilości domieszek – powodują one duże zmiany własności, co utrudnia kalibrację. Domieszki najczęściej wydłużają też czas rozpadu. Ciecze takie są też mało odporne na zniszczenia radiacyjne. Ten problem może być jednak łatwo rozwiązany gdyż ciecz w detektorze bardzo łatwo jest wymienić. Może to być pojedyncza procedura wykonywana okresowo lub w razie konieczności albo stale działający układ cyrkulujący ciecz w detektorze.
- Kryształy nieorganiczne, zawierające małe ilości domieszek aktywujących scyntylacje. Tu

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

w procesie scyntytacji bierze udział nie pojedynczy atom, a cała siatka krystaliczna, dzięki której można rozważać strukturę pasm energetycznych. Substancje te mają zwykle duże Z , co daje dużą czułość na kwanty gamma. Są jednak czułe na zmiany temperatury, a niektóre są mało odporne chemicznie (np. czułe na wilgotność otoczenia). Ze względu na zabroniony charakter niektórych przejść międzypasmowych mogą mieć relatywnie duże czasy relaksacji (nawet 500 ns), chociaż występują też materiały ze wzbudzeniami krótkożyciowymi (np. dla CsF wynosi on 5 ns). Sztandarowym przykładem jest NaI(Tl) (jodek sodu domieszkowany talem). Używa się go jako standardu przy porównywaniu własności scyntylatorów. Jest on szczególnie użyteczny jako detektor kwantów gamma. Możliwe jest wytwarzanie dużych kryształów, które jednak muszą być umieszczane w obudowach ze względu na higroskopijność substancji. Obudowa taka może jednocześnie spełniać funkcje odbijania światła, najczęściej jest to folia Al lub pokrycie Al_2O_3 lub MgO. Przy łączeniu scyntylatora z fotopowielaczem również należy stosować materiały chroniące przed wilgocią, mogą to być oleje mineralne, lub układy mechaniczne dociskające oba składniki przy pomocy sprężyn.

- Nowoczesne kryształy nieorganiczne, wynalezione w wyniku intensywnych badań nad materiałami scyntylicyjnymi. Przykładem jest BGO, czyli związek chemiczny o wzorze $Bi_4Ge_2O_{12}$. Ma on duże Z , a więc również jest dobrym detektorem kwantów gamma. Nie jest higroskopijny i ma dobrą wytrzymałość na zniszczenia radiacyjne. Ma też bardzo dobrą rozdzielczość energetyczną, a współczynnik LO stanowi około 1/10 wartości dla NaI(Tl). Jest to jednak materiał drogi. Kolejny przykład to $^{56}BaF_2$, który charakteryzuje się najniższym znanym czasem rozpadu: 0.5 ns. Promieniuje on w zakresie fal ultrafioletowych i jest higroskopijny. Jego wydajność świetlna to około 1/20 wartości dla NaI(Tl). Jeszcze innym przykładem jest $PbWO_4$. Ze względu na duży współczynnik załamania wiele cząstek emituje w nim, oprócz scyntytacji, także promieniowanie Czerenkowa. Jest on relatywnie szybki (czas rozpadu rzędu 10 ns), ale ma dość niską wydajność świetlną: 1/400 wartości dla NaI(Tl).
- Scyntylatory gazowe oparte o gazy szlachetne (ksenon, krypton, argon, hel) lub azot. Gazy ciężkie dobrze zatrzymują cząstki o dużym Z , np. fragmenty rozszczepienia jądrowego. Przejście ze stanu wzbudzonego do podstawowego trwa tutaj około 1 ns, jednak emitowane jest światło w zakresie UV, gdzie trudno zbudować wydajny fotopowielacz. Często więc są używane w połączeniu z materiałami WLS, np. DPS (difenylstilben), który pochłania promieniowanie UV i wysyła światło niebiesko-zielone. Najczęściej są one używane pod

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

ciśnieniem, albo zamienione w ciecz. Oznacza się je wtedy dodatkową literą L przed symbolem pierwiastka, np. LHe (Liquid Helium), LAr, LXe, itp.

- Szklą (krzemiany) aktywowane domieszkami, najczęściej związkami krzemowymi z Li lub B. Dla domieszek z zawartością litu wydajność świetlna jest o rząd wielkości większa niż dla domieszek z zawartością boru. Są często używane do detekcji neutronów, ale nadają się również do badania elektronów i kwantów gamma. Są to materiały tanie, można z nich tworzyć duże bryły o dość dowolnych kształtach. Są nieczułe na związki chemiczne z otoczenia, a także na warunki ekstremalne – na tyle, że nadają się nawet do stosowania w kosmosie. Czas rozpadu wynosi dla nich kilkadziesiąt ns, jest więc większy niż dla plastików, ale mniejszy niż dla kryształów nieorganicznych. Ich wydajność świetlna to około 25-30% wydajności antracenu, czyli około 1% wartości dla NaI(Tl). Poprzez zmianę zawartości domieszek w procesie produkcyjnym można zmieniać ich cechy fizyczne w dużym zakresie, np. redukując czas rozpadu czy zmieniając wydajność świetlną. Nie są jednak wytrzymałe na zniszczenia radiacyjne.

8. Liczniki kaskad jako kalorymetry

Skrót

W tym rozdziale omówione zostaną szczegółowo detektory wykorzystujące powstawanie kaskad elektromagnetycznych i hadronowych do pomiaru energii cząstek. Wprowadzony zostanie podział ze względu na rodzaj cząstek mierzonych oraz dwa typy konstrukcji: kalorymetry jednorodne i próbkujące. Podkreślone zostaną związki pomiędzy tymi dwoma podziałami oraz najważniejsze wyzwania dla każdego rodzaju konstrukcji.

Zasada działania

W fizyce wysokich energii jedną z podstawowych charakterystyk cząstek jaka może zostać zmierzona jest całkowita energia. Każda cząstka, aby mogła być wykryta w detektorze, musi oddać mu część swojej energii. W tym rozdziale omówione zostaną detektory, w których cząstka deponuje całą swoją energię. Część z niej zostanie zamieniona na procesy mierzalne i na tej podstawie określona zostaje całkowita energia cząstki. Wspomniane procesy mierzalne były omawiane kolejno w poprzednich rozdziałach. Są to efekty jonizacyjne, scyntylacje oraz promieniowanie Czerenkowa. W tym rozdziale omówione zostaną tak zwane liczniki kaskad. Mogą one wykorzystywać do pomiaru energii cząstki każdy z powyższych procesów albo ich dowolną kombinację. Jednak ich wspólną cechą, jednocześnie odróżniającą ją od omówionych wcześniej konstrukcji, jest wykorzystywanie zjawiska powstawania kaskad elektromagnetycznych i hadronowych.

Aby detektor mógł zmierzyć całkowitą energię cząstki, musi być spełnione kilka warunków. Po pierwsze detektor musi całkowicie zatrzymać cząstkę, tak by cała jej energia została w nim zdeponowana. W dalszej części rozdziału wyjaśnione zostanie jak proces produkcji kaskad w naturalny sposób takie zatrzymanie umożliwia, nawet dla cząstek o ogromnej energii. Po drugie odpowiedź detektora na zdeponowaną energię musi być liniowa w możliwie największym zakresie energii. Ten wymóg będzie w zasadniczy sposób wpływał na sposób konstrukcji detektorów. Po trzecie należy wziąć pod uwagę, że część energii zdeponowanej zawsze zostanie zamieniona na

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

inne formy energii, nie podlegające detekcji takie jak np. ciepło. W przypadku kaskad hadronowych produkowane są też cząstki bardzo słabo oddziałujące z materią (neutrino, miony, neutralne piony), które również mogą unieść część energii, która nie zostanie zmierzona. Oba te procesy mogą zaburzyć liniowość odpowiedzi detektora i wymagają zastosowania odpowiednich procedur kalibracji.

W fizyce kalorymetrem nazywany jest każdy przyrząd mierzący energię. W tym rozdziale omawiany jest tylko bardzo specyficzny rodzaj kalorymetrów: liczniki kaskad. Należy podkreślić, że w poprzednich rozdziałach omawiane już były kalorymetry, takie jak grube półprzewodnikowe detektory germanowe czy duże komory jonizacyjne, najczęściej wypełnione cieczą zamiast gazu. Dla nich również występowało całkowite zatrzymanie cząstki w detektorze i pomiar jej całkowitej energii. Od detektorów omawianych tutaj różniły się brakiem występowania zjawiska kaskad.

Liczniki kaskad to szczególny rodzaj detektorów, które mają wiele zalet:

- mogą być czułe zarówno na cząstki naładowane, jak i neutralne
- cząstki różnego typu wywołują kaskady o cechach charakterystycznych dla danego typu cząstek. Stąd badając kształt i rozmiar kaskady bardziej szczegółowo można dokonać częściowej lub dokładnej identyfikacji cząstki (zwykle stosowane w połączeniu z informacjami z innych detektorów).
- Proces pomiaru oparty jest na procesach statystycznych, więc relatywna zdolność rozdzielcza detektora poprawia się wraz ze wzrostem energii cząstki
- Rozmiar liniowy detektora potrzebny do całkowitego zatrzymania cząstki (całkowitego zawarcia kaskady w objętości detektora) rośnie tylko logarytmicznie z energią cząstki. Praktycznie można więc mierzyć cząstki o dowolnie wysokich energiach.
- Kalorymetry nie wymagają pola magnetycznego, ale jednocześnie jego obecność nie zaburza ich działania.
- W prosty sposób można kalorymetr posegmentować, co pozwala dodatkowo na otrzymanie informacji przestrzennych na temat punktu przejścia i kierunku lotu cząstki.
- Możliwe jest zbudowanie kalorymetrów szybkich, to jest o czasie odpowiedzi lepszym niż 100 ns. Dzięki temu nadają się one na detektory wyzwalające („trigger”)

Detektory takie stosuje się do detekcji cząstek o relatywnie dużych energiach, co najmniej

takich które mogą wywołać kaskadę. Dodatkowo im wyższa energia cząstki, tym lepsza rozdzielczość, co dodatkowo sprawia że kalorymetry stosuje się dla cząstek o wysokich energiach.

Podział kalorymetrów

Dla kalorymetrów wprowadza się dwa podstawowe podziały na kategorie, które są ze sobą powiązane. Po pierwsze w kalorymetrach mogą tworzyć się kaskady elektromagnetyczne lub hadronowe. Stąd możliwe jest zbudowanie tzw. kalorymetru elektromagnetycznego, hadronowego lub mieszanego, to jest takiego który mierzy oba rodzaje kaskad. Jak to było wyjaśnione w rozdz. 3 kaskady hadronowe zawsze zawierają składową elektromagnetyczną. Pożądane jest, aby kalorymetr hadronowy był zbudowany tak, aby mierzył również tę składową. Będzie więc jednocześnie kalorymetrem elektromagnetycznym. Stąd praktycznie buduje się kalorymetry albo tylko elektromagnetyczne albo mieszane.

Drugi podział ma związek z podstawową metodą konstrukcji kalorymetru. Można zbudować go w całości z substancji czynnej, taki kalorymetr nazywa się jednorodnym. Drugim rozwiązaniem jest zastosowanie naprzemiennie (najczęściej w formie płaskich warstw) substancji aktywnej i materiału nieaktywnego, który pełni funkcję absorbera. Ten drugi rodzaj warstwy jest potrzebny, aby zatrzymać cząstki o wysokiej energii. Jest ona zwykle zbudowana z substancji o bardzo dużej gęstości, a więc zatrzymuje cząstki na małym odcinku drogi. Jest ona również niezbędna do uzyskania tzw. efektu kompensacji, który jest kluczowy dla prawidłowego działania detektorów hadronowych. Zostanie on szczegółowo omówiony w dalszej części rozdziału.

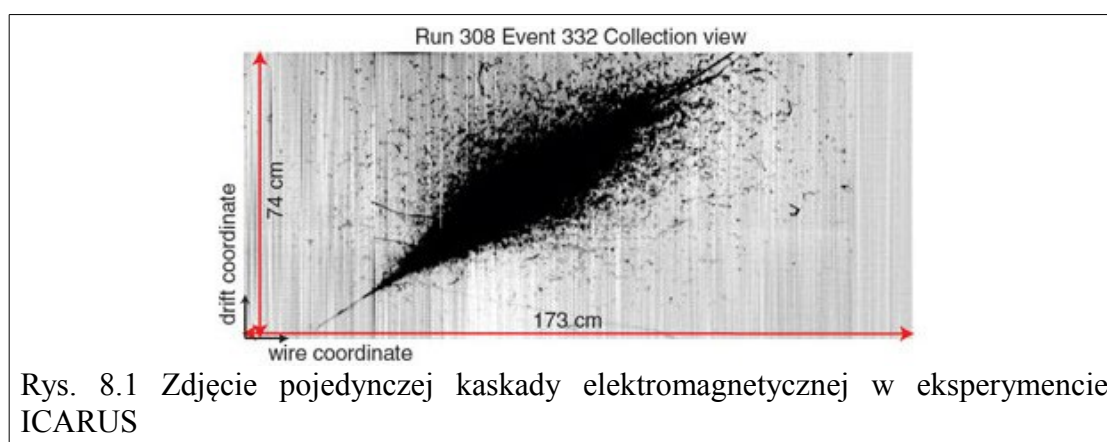
Detektory jednorodne mogą osiągać ogromne rozmiary. Na przykład zbudowano detektory promieniowania kosmicznego (a więc potencjalnie najbardziej energetycznych cząstek jakie można badać) w którym substancją aktywną są wody jeziora Bajkał, lód Antarktydy lub po prostu atmosfera ziemi. Detektory próbkujące z kolei są zwykle konstrukcjami zwartymi, t.j. o rozmiarach liniowych rzędu metrów.

W zasadzie oba podziały kalorymetrów są od siebie niezależne. W praktyce jednak spotyka się tylko dwie kombinacje. Buduje się albo jednorodne detektory które mierzą wyłącznie kaskady elektromagnetyczne, albo konstrukcje próbkujące będące kalorymetrami mieszanymi, zarówno elektromagnetycznymi jak i hadronowymi. Przyczyna jest następująca. Jeśli celem jest tylko mierzenie składowej elektromagnetycznej, to detektor jednorodny oferuje znacząco lepszą

rozdzielczość niż próbkujący. Można to łatwo zrozumieć, gdy weźmie się pod uwagę że część energii którą cząstka traci w absorberze (a jest to zwykle część znacząca) nie jest mierzona. Z kolei dla kalorymetrów hadronowych kluczowe jest zjawisko kompensacji, którego nie można uzyskać w konstrukcjach jednorodnych, stąd konieczność próbkowania. Zjawisko to polega na równoważeniu odpowiedzi detektora na składową hadronową i elektromagnetyczną kaskady, a więc wymaga dobrego pomiaru obu części. Stąd pomiar kaskad czysto elektromagnetycznych uzyskuje się niejako przy okazji i detektor w naturalny sposób jest mieszany.

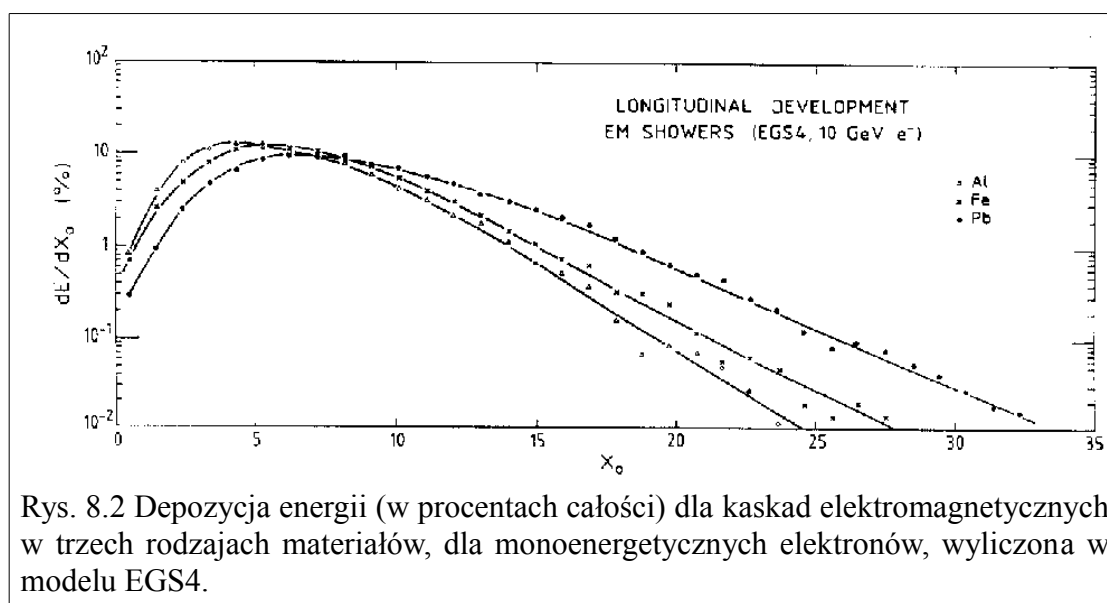
Własności kaskad elektromagnetycznych

Jak już to było opisane w rozdziale 3, kaskada elektromagnetyczna, to następujące po sobie procesy kreacji par elektron-pozyton oraz wytworzonych przez nie w wyniku promieniowania hamowania kwantów gamma. Naturalną jednostką, w której wyraża się przestrzenną ewolucję kaskady jest droga radiacyjna X_0 . Na rys. 8.1 przedstawiono zdjęcie pojedynczej kaskady elektromagnetycznej zarejestrowanej w eksperymencie ICARUS. Widać charakterystyczny kształt kaskady – początkowo jest ona wąska i ma kształt wyraźnie wydłużony wzdłuż kierunku ruchu cząstki. W trakcie rozwoju kaskada wyraźnie poszerza się i w połowie swojej długości osiąga maksymalny rozmiar poprzeczny. Następnie grubość maleje, co nadaje wrzecionowaty kształt całej kaskadzie. Dookoła niej występuje duża ilość cząstek które oddalone są od kaskady na odległość porównywalną z jej rozmiarem, są one jednak znacząco mniej liczne, niż cząstki wchodzące w rdzeń kaskady. W ogólności widać, że realnie jest w takim pomiarze nie tylko zmierzenie całkowitej zdeponowanej energii, ale także kierunku ruchu cząstki.



Jak już wspomniano kaskady elektromagnetyczne opisane są w całości przez elektrodynamikę

kwantową i są bardzo dobrze znane teoretycznie. Istnieją co najmniej dwa modele dające doskonałą zgodność z danymi doświadczalnymi – EGS oraz GEANT. Na rys. 8.2 przedstawiona jest depozycja energii dla kaskad w trzech rodzajach materiałów, wyliczona w modelu EGS. Materiały różnią się znacznie gęstością: od aluminium do ołowiu. Jednak przebieg zależności, przedstawiony w jednostkach X_0 jest bardzo podobny dla wszystkich. Jeżeli zasięg podłużny kaskady zostanie zdefiniowany jako odległość na której traci ona 99% swojej energii, to można ją w przybliżeniu odczytać z wykresu jako punkt, w którym przecina on wartość 1%. Widać że zasięg elektronów we wszystkich materiałach jest zbliżony, jeśli wyrazi się go w jednostkach X_0 . Jest to jeden z powodów, dla których jest to jednostka powszechnie używana w opisie konstrukcji kalorymetrów.



Rys. 8.2 Depozycja energii (w procentach całości) dla kaskad elektromagnetycznych w trzech rodzajach materiałów, dla monoenergetycznych elektronów, wyliczona w modelu EGS4.

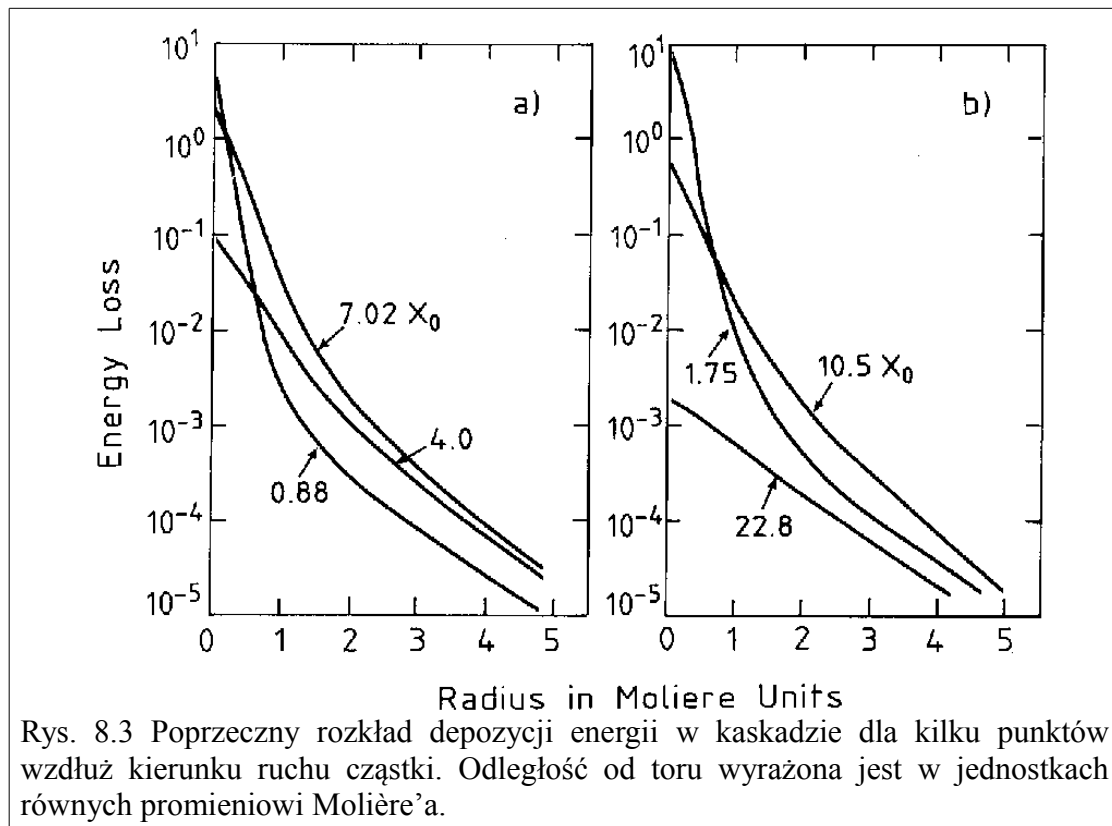
Oprócz samego kształtu krzywej depozycji energii istotna jest też wartość bezwzględna zasięgu. Na rys. 8.2 pokazane jest, że dla elektronów o bardzo wysokiej energii, około 10 GeV (a więc o cztery rzędy wielkości przekraczającej ich masę spoczynkową) zasięg ten wynosi około 25 X_0 . Co więcej zwiększenie tej energii o czynnik 2 zwiększy zasięg liniowo, o około 1.3 X_0 . Dzieje się tak dlatego, że każdy proces kreacji pary z kwantu gamma dzieli jego energię na 2 równe części, które są unoszone przez elektron i pozyton. Wynika z tego, że kalorymetr o grubości około 30 X_0 powinien być w stanie zatrzymać praktycznie każdą cząstkę wytworzoną sztucznie, nawet w najbardziej energetycznych zderzeniach na akceleratorze LHC. Stąd taką właśnie grubość będą miały kalorymetry. Dalsze jej zwiększanie jest niepotrzebne i wiązałoby się ze zbędnym zwiększeniem kosztów.

Okazuje się, że rozmiary poprzeczne kaskad również dają się opisać w sposób stosunkowo

prosty. Wyraża się je poprzez promień Molière'a ρ_M . Jest on równy długości radiacyjnej X_0 podzielonej przez energię, przy której straty energii elektronu na jonizację i promieniowanie są takie same. Można ją w sposób przybliżony wyznaczyć przy pomocy zależności:

$$X_0 \approx 180 A/Z^2 (\text{g cm}^{-2}) \quad \rho_M = 7 A/Z (\text{g cm}^{-2}) \quad (8.1)$$

która wiąże ją z budową atomową materiału. Ze wzoru wynika, że kaskady są stosunkowo wąskie poprzecznie (w kierunku prostopadłym do toru lotu cząstki). Realistycznie pozwala to na pomiar toru lotu cząstki z dokładnością do kilku mm. Na rys. 8.4 przedstawiono poprzeczny rozkład depozycji energii dla danej kaskady, na kilku „głębokościach”, t.j. w kilku punktach wzdłuż trajektorii lotu, coraz bardziej oddalonych od początku kaskady. Widać wyraźnie, że większość energii jest deponowana bardzo blisko toru lotu cząstki, nie więcej niż $2\rho_M$ od niego. Jest to tak zwany rdzeń („core”) kaskady. Dookoła niego występuje znacznie mniej intensywne depozycja energii, która może występować nawet w odległości do $5\rho_M$ od toru lotu cząstki. Widać też, że grubość kaskady zmienia się wraz z jej rozwojem i największa jest w jej środkowej części. Wszystkie te własności są doskonale widoczne na zdjęciu kaskady na rys. 8.1.



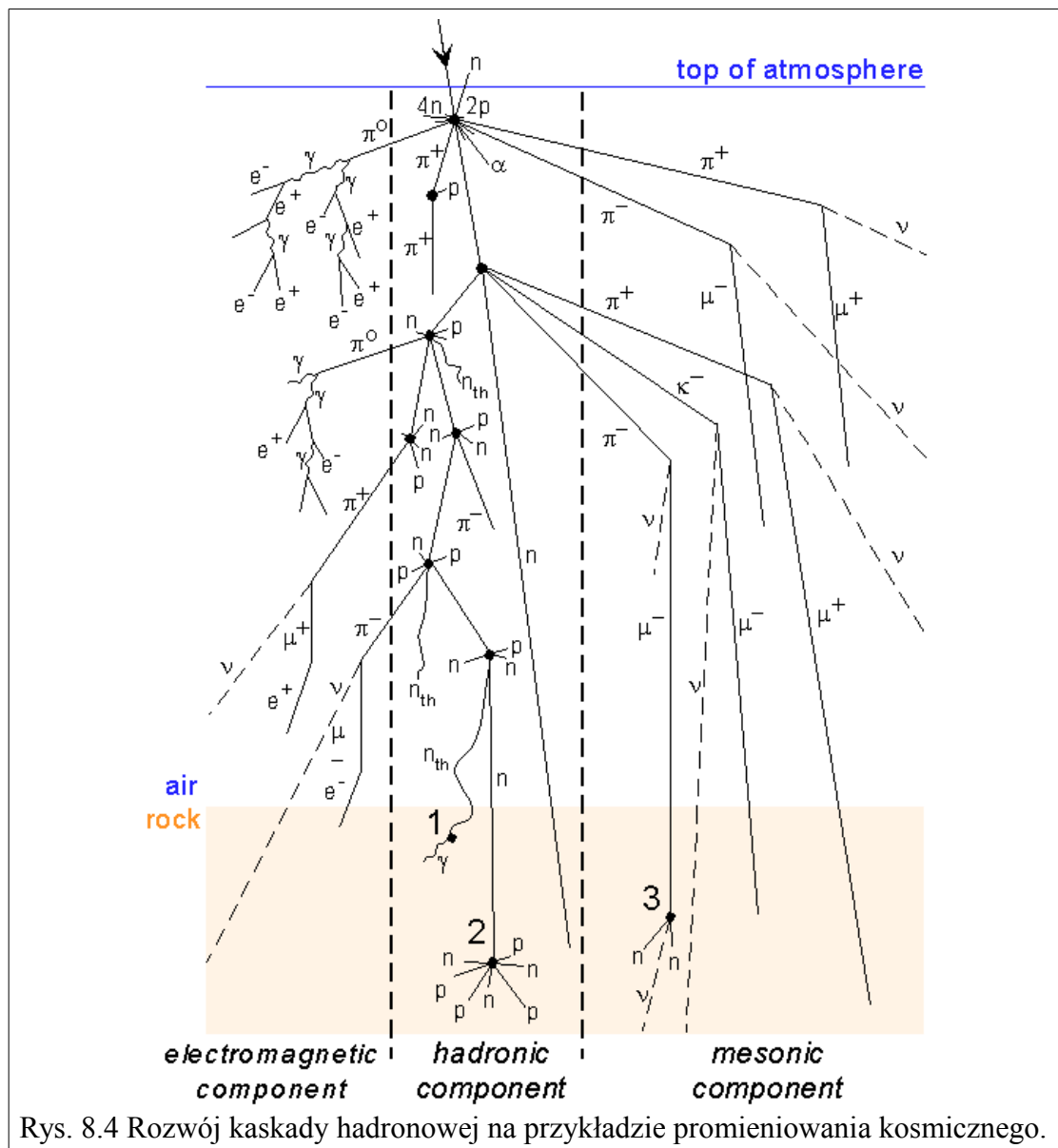
Rys. 8.3 Poprzeczny rozkład depozycji energii w kaskadzie dla kilku punktów wzdłuż kierunku ruchu cząstki. Odległość od toru wyrażona jest w jednostkach równych promieniowi Molière'a.

Kaskady elektromagnetyczne wywoływane są przez cząstki oddziałujące elektromagnetycznie, jednak szczególnie istotne są one dla cząstek, które nie oddziałują silnie, a więc dla leptonów i

fotonów. Dodatkowo całkowita moc wypromieniowana przez promieniowanie hamowania zależy od masy cząstki jak m^{-4} . W związku z tym prawdopodobieństwo wywołania kaskady przez mion jest nieduże i praktycznie rozważamy kaskady wywołane przez elektrony i kwanty gamma.

Kaskady hadronowe

Na rys. 8.4 przedstawiono schemat rozwoju kaskady hadronowej na przykładzie oddziaływania hadronu z atmosferą ziemską. Nadlatujący hadron, najczęściej proton, uderza w jądro atomowe, zapoczątkowując gwałtowną reakcję jądrową. W jej wyniku powstaje zwykle wiele hadronów wtórnych (pionów, kaonów, nukleonów) oraz kwanty gamma. Te drugie mogą następnie wywołać kaskady elektromagnetyczne. Hadrony z kolei mogą uderzać w kolejne jądra, powodując powstanie kaskady następujących po sobie reakcji jądrowych. W wyniku takich reakcji mogą powstać jądra wzbudzone, które również będą emitować kwanty gamma oraz silnie tracić energię na jonizację ośrodka. Piony powstałe w takich reakcjach są cząstkami nietrwałymi. Jeśli nie uderzą w jądro, to w krótkim czasie rozpadają się. Piony neutralne rozpadają się na dwa kwanty gamma, które wywołują swoje kaskady elektromagnetyczne. Natomiast piony naładowane rozpadają się na miony i neutrino. Te cząstki z kolei bardzo słabo oddziałują z materią – można uważać, że energia przez nie unoszona jest „tracona” z kaskady, gdyż nie da się jej zmierzyć w detektorze.

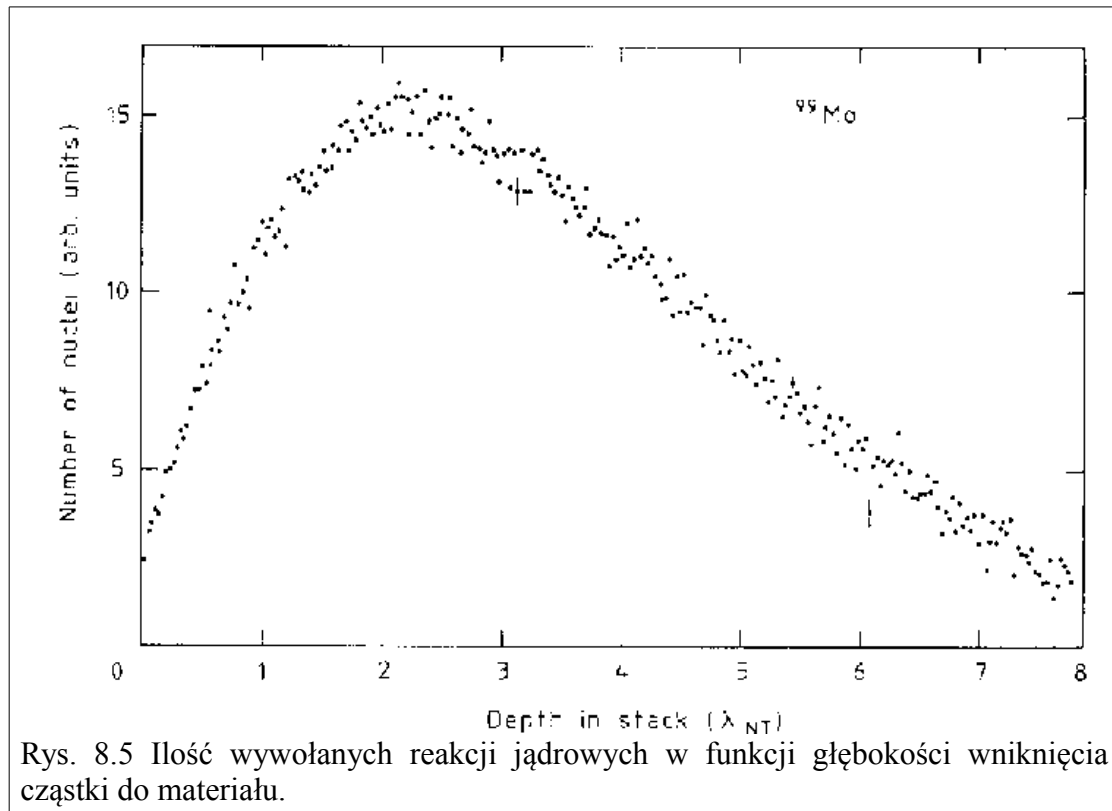


Rys. 8.4 Rozwój kaskady hadronowej na przykładzie promieniowania kosmicznego.

Ostatecznie w skład kaskady hadronowej wchodzi trzy składowe: elektromagnetyczna, hadronowa i leptonowa. Pierwsza ma charakter bardzo podobny do kaskad opisanych w poprzednim punkcie, ostatecznie występują w niej elektrony i nisko energetyczne fotony. W drugiej występują ostatecznie kwanty gamma i powolne nukleony. Trzecia daje neutrino i miony. Podział energii pomiędzy te trzy składowe jest losowy i bardzo silnie różny w różnych kaskadach, nawet wywołanych tymi samymi cząstkami o podobnej energii. Zależy on przede wszystkim od pierwszej reakcji jądrowej wywołanej przez badaną cząstkę.

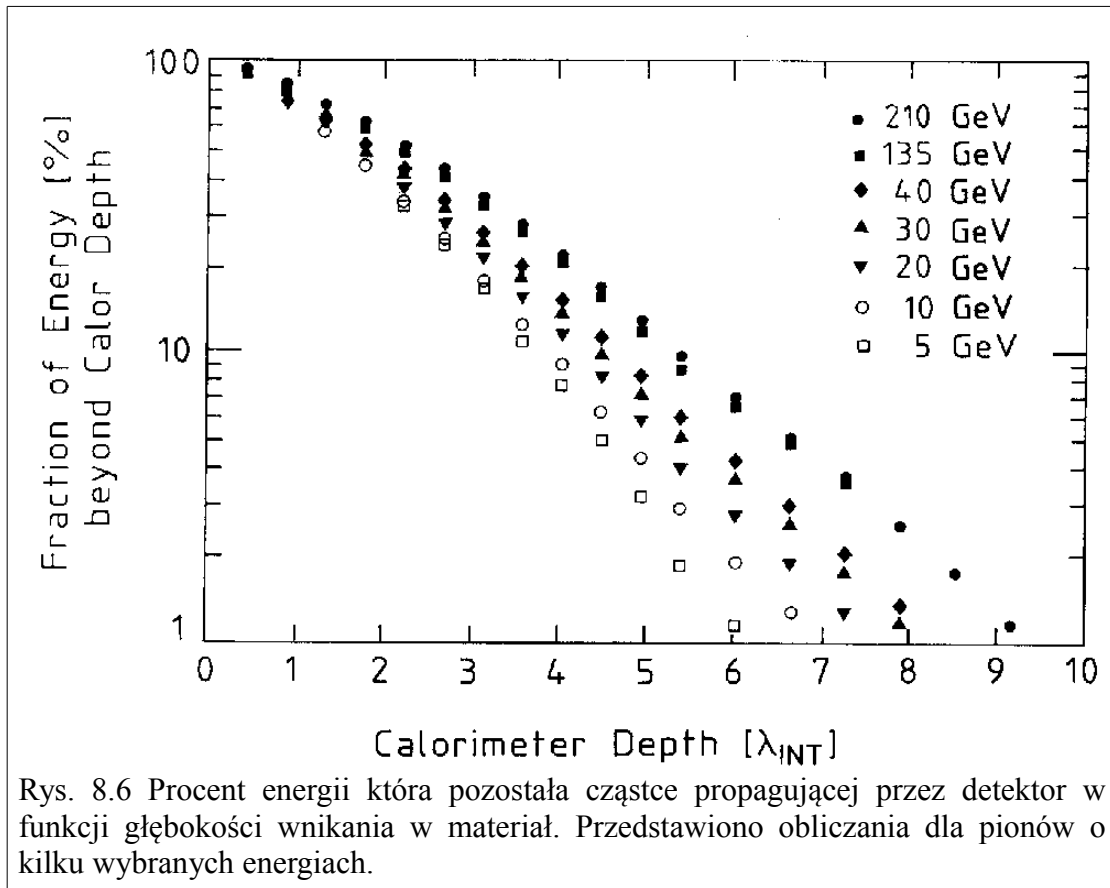
Dla kaskad hadronowych naturalną jednostką w opisywaniu ich rozwoju jest długość średniej drogi na oddziaływanie jądrowe: „nuclear interaction length”, oznaczana symbolem λ_{int} . W

uproszczeniu zmienia się ona jak $A^{1/3}$. Od tego parametru zależą zarówno podłużne (wzdłuż toru lotu cząstki) jak i poprzeczne rozmiary kaskad. Na rys. 8.5 przedstawiono zasięg kaskady hadronowej. Jest ona porównywalna z zasięgiem kaskady elektromagnetycznej wyrażonym w naturalnych jednostkach, jednak należy pamiętać, że sama jednostka ma zwykle wartości o rząd wielkości większe. Stąd rozmiar detektora potrzebnego do całkowitego zatrzymania cząstki jest znacząco większy niż dla kaskad czysto elektromagnetycznych.



Rozmiar poprzeczny kaskad jest mały w porównaniu z rozmiarem podłużnym. Tu również występuje koncentracja zdeponowanej energii wzdłuż kierunku ruchu cząstki i poświata o małej intensywności rozciągająca się do relatywnie dużych odległości.

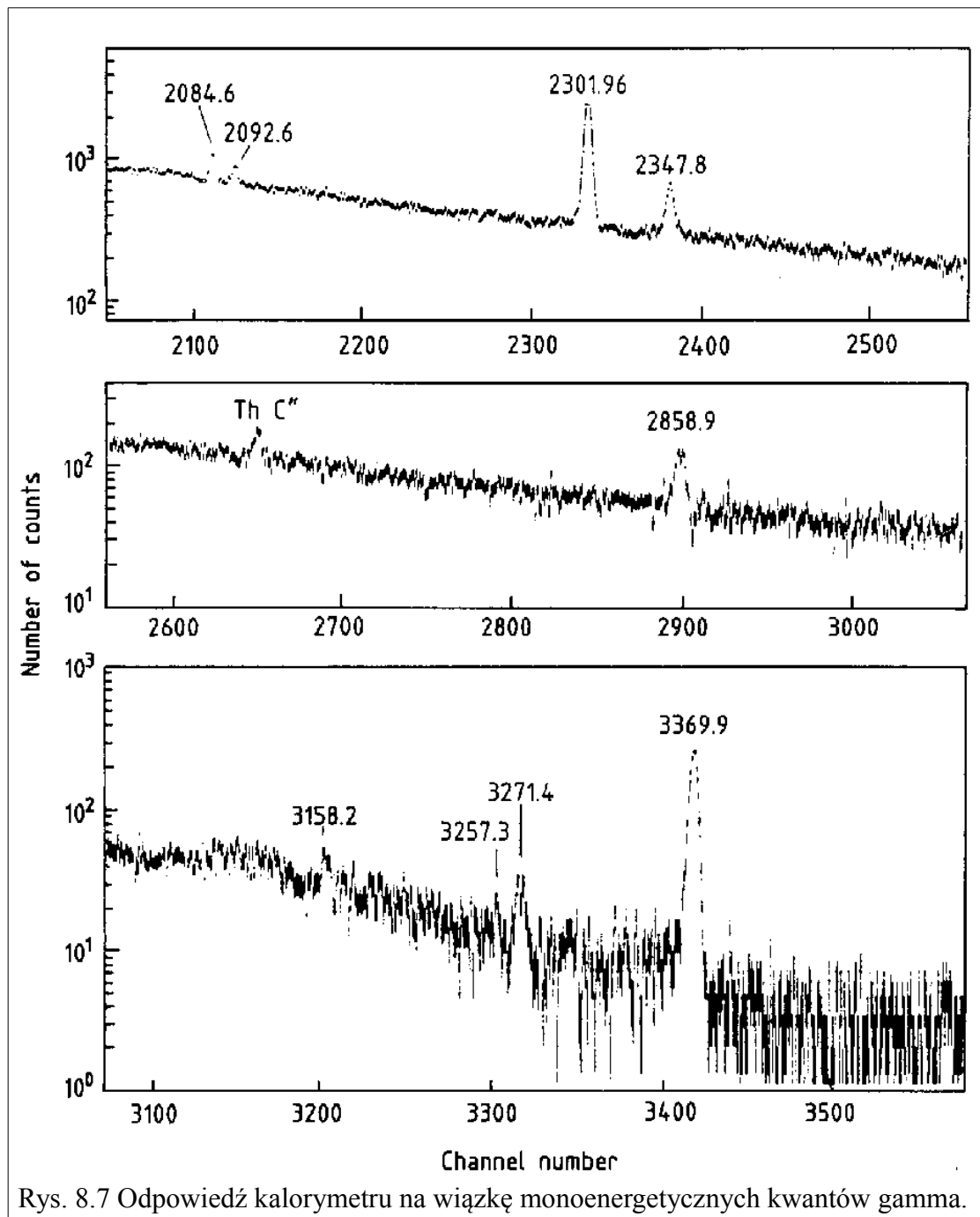
Zasięg kaskady zależy od energii cząstki logarytmicznie, czyli słabo. Dla przykładu pion o energii 5 GeV wymaga 6 λ_{int} do całkowitego zatrzymania, a przy energii 210 GeV, a więc o dwa rzędy wielkości większej, zasięg wzrasta zaledwie o 50%, do 9 λ_{int} . Przykład wyliczeń zasięgu dla pionów o kilku wybranych energiach przedstawia rys. 8.6.



Z różnicy naturalnych jednostek w rozważaniu obu rodzajów kaskad wynika, że jeśli występują one w jednocześnie w tym samym detektorze, ich zasięg będzie się znacząco różnił. Umożliwia to ich rozróżnienie i uzyskanie dodatkowych informacji na temat typu cząstki, która je wywołała, a więc jej identyfikacji. Różnica ta jest szczególnie wyraźna dla materiałów o dużym Z .

Przypomnieć należy, że możliwe do wywołania oddziaływania jądrowe są znacznie bardziej skomplikowane i znacznie słabiej poznane niż procesy elektromagnetyczne. Stąd modelowanie kaskad hadronowych jest znacząco trudniejsze i w procesie budowy detektora zwykle potrzebne są pomiary oddziaływania interesujących cząstek z wybranymi materiałami aktywnymi i materiałami absorbera.

Pomiar dla niskich energii



Przy niskich energiach cząstek, rzędu kilku MeV, występują kaskady elektromagnetyczne o prostym składzie. Energia taka wystarcza na wytworzenie zaledwie kilku par elektron-pozyton, można więc każdą z nich zidentyfikować jednoznacznie. Jeśli cząstki wnikające do detektora mają określoną energię, to w odpowiedzi uzyska się bardzo wyraźny i silny pik tej energii odpowiadający. Aby tak było, należy zbudować detektor jednorodny, który mierzył będzie

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

całkowitą jonizację wywołaną przez wszystkie cząstki wtórne wchodzące w skład kaskady. Przykład takiego pomiaru pokazany jest na rys. 8.7. Widoczny jest pik główny odpowiadający energii ok 3,367 MeV. Jednak jeżeli kaskada zachodzi na brzegu detektora, może się zdarzyć, że pojedynczy elektron opuści część aktywną bez rejestracji jego energii. Oznacza to bardzo znaczne obniżenie zarejestrowanej energii – aż o ok. 0,501 MeV, co jest nie zanedbywalne w porównaniu do całej energii cząstki. W efekcie obserwujemy szereg pików wtórnych dla niższych energii, każdy z nich odległy od poprzedniego o wielokrotność masy elektronu. Oprócz tego wtórne kwanty gamma, o dowolnej energii, również mogą opuścić detektor. Powoduje to powstanie ciągłego, malejącego logarytmicznie tła.

Pomiar dla średnich energii

W przypadku cząstek o średnich energiach możliwe jest wystąpienie wszystkich procesów oddziaływania z materią. Jest to fotoabsorpcja, zjawisko Comptona oraz kreacja par dla kwantów gamma. Z kolei elektrony tracą energię na jonizację oraz promieniowanie hamowania. Relatywny wkład tych procesów zależy od energii cząstki oraz od materiału. Próg na tworzenie się kaskad maleje wraz ze wzrostem Z materiału. Oprócz tego starty energii fotonów osiągają wyraźne minimum, gdy zanika proces fotoabsorpcji i zjawisko Comptona, a przekrój czynny na kreację par dopiero zaczyna wzrastać.

Materiały do budowy kalorymetrów

Materiał	Z	A	średnia droga radiacyjna X_0 [cm]	średnia droga na oddziaływanie λ_{int} [cm]	gęstość [g/cm ³]
Al	13	26.98	8.9	39.4	2.70
Fe	26	55.85	1.76	16.8	7.87
Pb	82	207.19	0.56	17.1	11.35
U	92	238.03	0.32	10.5	18.95
Ar (płynny)	18	40	14.2	83.7	1.4
Kr (płynny)	36	84	4.7	60.0	2.4
Xe (płynny)	58	131	2.8	55.2	3.0
Scyntylator (CH)			42.4	79.5	1.03
NaI			2.59	41.4	3.67
BGO (Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂)			1.12	22.0	7.10
Izobutan (C ₄ H ₁₀)			16930	29000	2/67 [g/l]

Tab. 8.1 Własności materiałów wykorzystywanych w konstrukcji kalorymetrów.

Przy projektowaniu kalorymetrów należy brać pod uwagę ich własności istotne z punktu widzenia oddziaływania zarówno z cząstkami wywołującymi kaskadę, jak i z wtórnymi cząstkami z których kaskada się składa. W tabeli 8.1 przedstawiono wartości podstawowych parametrów najbardziej popularnych materiałów. Pierwszą grupę stanowią materiały będące absorberami. Są to zwykle metale i to najczęściej metale ciężkie, takie jak ołów czy uran. Należy zwrócić uwagę na małe wartości X_0 i λ_{int} dla tych materiałów. Ponadto, mimo iż liczba atomowa ołowiu i uranu różni się o około 12%, to wartości średniej drogi swobodnej są dla uranu mniejsze prawie o czynnik 2. Drugą grupę stanowią gazy szlachetne w postaci ciekłej. Stanowią one materiał aktywny w komorach jonizacyjnych lub scyntylatorach, które są częścią składową kalorymetrów. Trzecią grupę stanowią scyntylatory. Mogą one być stosowane jako materiał aktywny zamiast komór jonizacyjnych. Dobór techniki pomiarowej będzie zależał od szczegółów pomiaru.

Widać, że dla materiałów aktywnych drogi swobodne są większe niż dla absorberów. Zastosowanie tych drugich znacząco zmniejsza więc grubość detektora potrzebną do całkowitego zatrzymania cząstki. Średnia droga na oddziaływanie jądrowe jest zawsze większa niż średnia droga radiacyjna, jednak ich stosunek silnie zależy od materiału. Na przykład dla płynnego argonu wynosi około 6 a dla uranu jest większy od 30. Ta różnica jest kluczowa dla uzyskiwania zjawiska kompensacji w detektorach próbkujących.

Konstrukcja kalorymetrów

Aby omówić czynniki wpływające na konstrukcję kalorymetrów należy wspomnieć o kilku szczególnych własnościach kaskad hadronowych.

Część z ich energii jest „niewidzialna” to znaczy jest unoszona przez cząstki, których nie da się albo wcale zaobserwować, albo ich oddziaływanie jest na tyle słabe, że nie da się ich całkowicie zatrzymać. Neutrina w porównaniu do innych części składowych kaskad nie oddziałują praktycznie wcale, ich energia jest całkowicie tracona. Dla mionów następuje tłumienie oddziaływań elektromagnetycznych przez czynnik $(m_e/m_\mu)^2$, praktycznie więc tracą energię tylko na jonizację. W efekcie wysokoenergetyczne miony mogą przeniknąć nawet kilka km skał – ich całkowite zatrzymanie w detektorze rozsądnych rozmiarów jest niemożliwe.

Z kolei reakcje jądrowe będące podstawową składową kaskad zawsze wymagają do ich wywołania zużycia energii równej co najmniej energii wiązania jądra. W wyniku rozpadu odzyskać można jedynie energie kinetyczną produktów, lub ewentualnie część energii wiązania. Reszta energii jest „tracona” z punktu widzenia jej detekcji. Przy małych energiach hadronów przekrój czynny na reakcje jądrowe szybko spada, stąd pojawiają się nieliniowości w rozwoju kaskad. Ostatecznie nawet 40% energii nieelektromagnetycznej może być stracona.

W skład końcowych stadiów kaskady wchodzi nierelatywistyczne nukleony. Tracą one silnie energię, w różny sposób w materiałach absorberów i materiałach aktywnych. W tych drugich straty są zwykle większe. Dodatkowo część materiałów aktywnych jest w tym obszarze silnie nieliniowa ze względu na procesy wysycenia i rekombinacji. Neutrony powstałe w reakcjach jądrowych oddziałują tylko przy pomocy procesów silnych, a więc relatywnie rzadko. W związku z tym sygnał pochodzący od nich może być znacząco opóźniony w porównaniu do sygnału od protonów. Ponadto ich oddziaływanie silnie zależy od konkretnego materiału. Szczególnie wydajne w konwersji energii neutronów na sygnał mierzalny są materiały zawierające wodór.

Jak już wspomniano kalorymetry dzielimy na elektromagnetyczne i hadronowe. Jednak coraz częściej buduje się konstrukcje ogólnego przeznaczenia, mierzące oba rodzaje kaskad. Pierwszą przyczyną jest to, że kaskada hadronowa zawsze ma składową elektromagnetyczną, stąd kalorymetr hadronowy i tak musi być w stanie ją zmierzyć. W takim przypadku wybierana jest zwykle konstrukcja próbkująca. Oznacza to, że detektor składa się z ułożonych naprzemiennie warstw (najczęściej w postaci płaskich płyt) absorbera i części aktywnej. Detektory takie rejestrują tylko ułamek energii cząstki (od 10^{-5} do kilku procent), chociaż oczywiście cząstka traci całą swoją

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

energię w objętości detektora. Jej pozostała część zostaje zdeponowana w absorberze, lub jest tracona na inne, niemierzalne procesy (na przykład ogrzanie materiału). Tak niski ułamek powoduje wzrost fluktuacji statystycznych, jednak detektory próbkujące mają wiele zalet:

- Materiały absorbera mogą być niezwykle gęste (na przykład ołów lub uran), co pozwala na budowanie detektorów o stosunkowo małych rozmiarach. 2m ołowiu lub 1m uranu wystarcza na zatrzymanie nawet najbardziej energetycznych cząstek
- Dla cząstek o wysokich energiach i tak dominują efekty systematyczne (błąd statystyczny wynikający z fluktuacji jest mniej znaczący)
- W tej technologii można skonstruować detektor „kompensujący”, co zostanie omówione w kolejnym podrozdziale

Podkreślić jednak należy ograniczenie konstrukcji próbkującej – wymaga ona, by cząstka przemierzała detektor w kierunku zbliżonym do prostopadłego do powierzchni warstw.

Detektory jednorodne z kolei nadają się doskonale do pomiaru kaskad elektromagnetycznych. Mierzą zwykle znacząco większy procent energii cząstki niż kalorymetry próbkujące, co znacznie zmniejsza fluktuacje statystyczne. Nie mają ograniczeń co do kierunku ruchu cząstki. Jednak w ich przypadku nie da się uzyskać zjawiska kompensacji, co praktycznie dyskwalifikuje je jako kalorymetry hadronowe.

Wyboru typu konstrukcji należy dokonać biorąc pod uwagę szczegóły konkretnego pomiaru. Jednak w niektórych zastosowaniach typ konstrukcji jest narzucony z góry. Klasycznym przykładem są kaskady hadronowe wywołane przez hadrony w promieniowaniu kosmicznym. Częścią aktywną jest tutaj atmosfera, którą można traktować jako kalorymetr jednorodny. W tym przypadku wystąpią problemy związane z brakiem kompensacji i należy je rozwiązać przy pomocy innych metod.

Efekt kompensacji

Kaskady hadronowe podlegają znacznym fluktuacjom na praktycznie każdym etapie ewolucji. Nawet dla cząstki o ściśle określonej energii i znanym typie występuje zwykle ogromna ilość możliwych reakcji jądrowych, czasem o zupełnie różnych produktach. Zmienność energii i rodzaju cząstek mierzonych tylko tę liczbę możliwości zwiększa. W efekcie podział energii kaskady

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

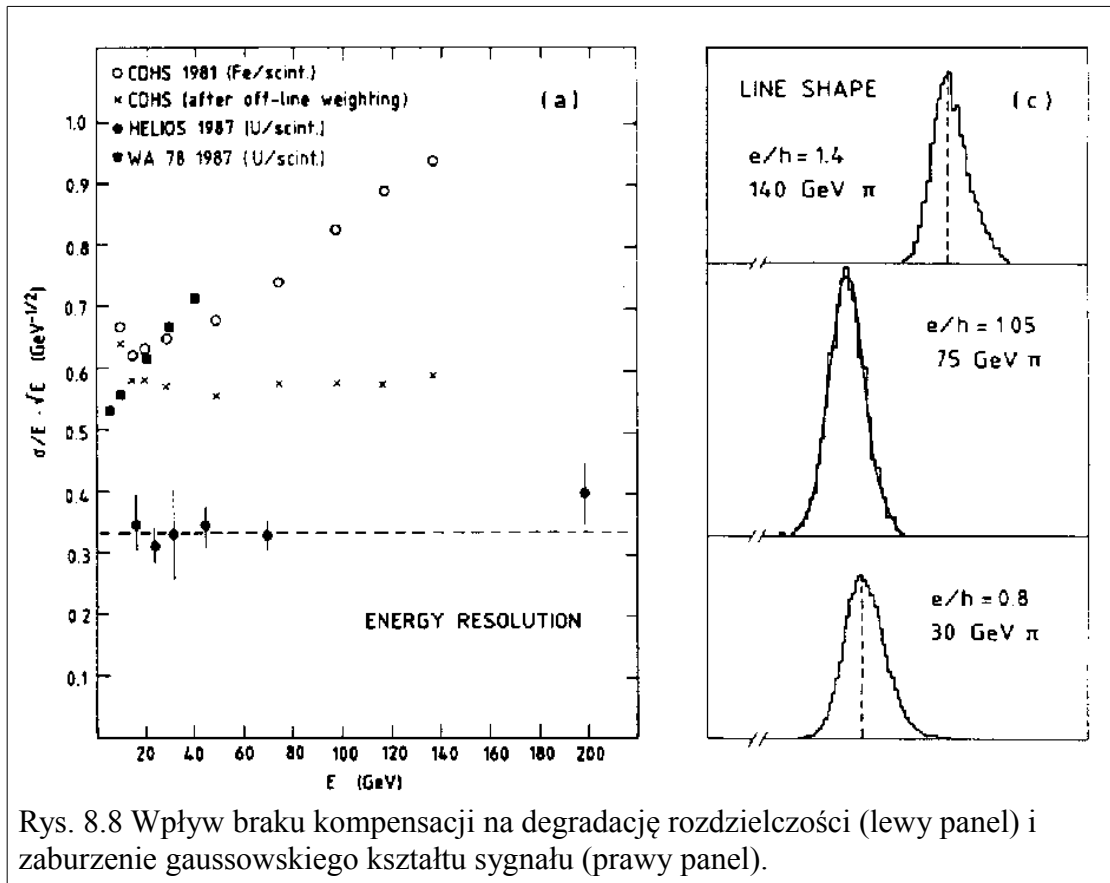
na część elektromagnetyczną i hadronową jest losowy i nie da się go a priori określić. Z drugiej strony aby detektor był użyteczny, powinien dawać powtarzalny sygnał w odpowiedzi na cząstkę tego samego typu o identycznej energii. Praktycznie można to osiągnąć tylko jeśli odpowiedź detektora na jednostkową depozycję energii w sektorze elektromagnetycznym i w sektorze hadronowym jest taka sama. Taki detektor nazywamy „kompensującym”. Uzyskanie takiego efektu jest możliwe, ale wymaga bardzo starannego procesu projektowania detektora.

Problem „kompensacji” można sprowadzić do rozważania odpowiedzi detektora na przejście pionu i elektronu. W jednorodnym materiale szerokość sygnału dla monoenergetycznych pionów jest większa niż dla elektronów, mniejsza jest też jego wartość średnia. Daje to nierówność odpowiedzi kalorymetru na oba rodzaje procesu, co zapisujemy w skrócie jako: $e/h > 1$. W takim przypadku występują:

- Niegaussowski kształt sygnału od pionów
- Fluktuacje części e-m. kaskady hadronowej pogarszają rozdzielczość
- Względna rozdzielczość energetyczna nie osiąga pożądanej zależności $E^{-1/2}$.
- Sygnał kalorymetru nie jest proporcjonalny do energii (nieliniowość) i nie jest powtarzalny dla tego samego typu cząstek o identycznej energii
- Zmierzony stosunek e/h zależy od energii cząstek

Jak widać niekompensujący kalorymetr jest niepraktyczny. Konieczne jest zaprojektowanie go w taki sposób, by $e/h=1$, chociaż dokładność wyznaczenia tego stosunku może się wahać w granicach kilku procent – przy takich wartościach i tak dominować będą efekty systematyczne.

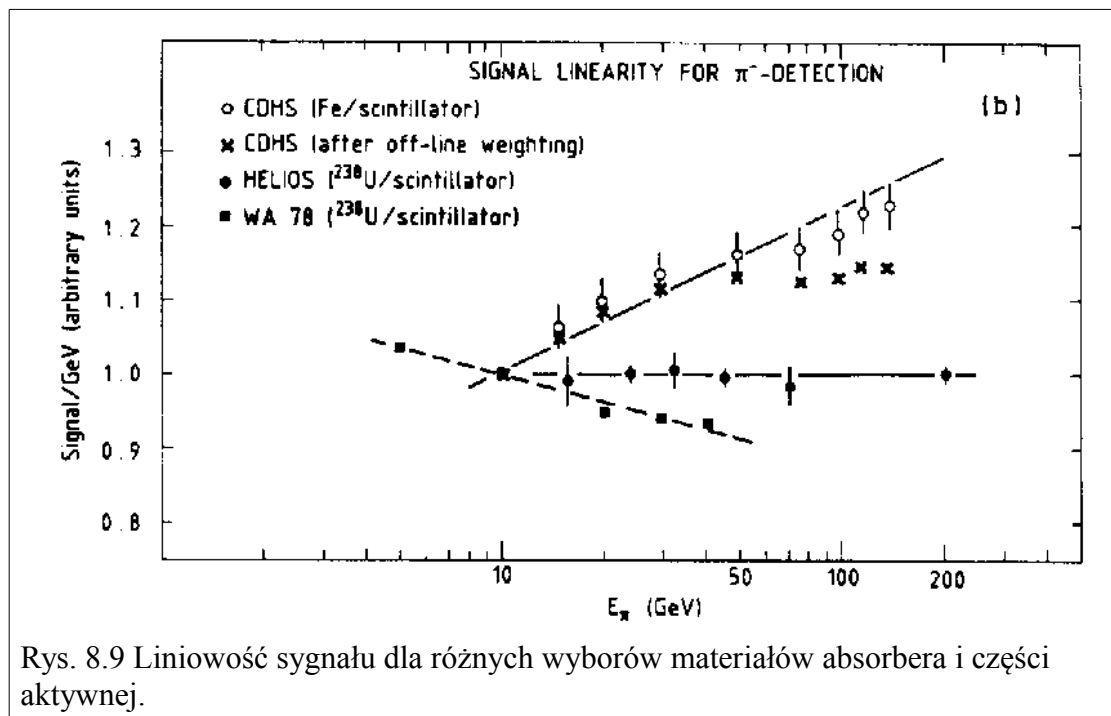
Efekty braku kompensacji przedstawione są na Rys. 8.8 i 8.9. Na pierwszym z nich na lewym panelu przedstawiono względną rozdzielczość energetyczną, dodatkowo pomnożoną przez pierwiastek z energii cząstki. Przypadek pożądany, przedstawiony jako wypełnione punkty, jest na tym wykresie linią poziomą i daje najlepszą rozdzielczość. Inne konstrukcje niekompensujące mają rozdzielczość gorszą i pogarszającą się z energią. Na panelu prawym widać że dla wartości e/h znacznie odbiegających od jedności kształt odpowiedzi na monoenergetyczne piony jest wyraźnie niegaussowski.



Rys. 8.8 Wpływ braku kompensacji na degradację rozdzielczości (lewy panel) i zaburzenie gaussowskiego kształtu sygnału (prawy panel).

Z kolei na Rys. 8.10 przedstawiona jest odpowiedź detektora na 1 GeV energii pionu w funkcji energii tego pionu. Dla detektora kompensującego, przedstawionego jako wypełnione punkty, jest to linia pozioma, co oznacza, że jest to detektor liniowy. Wynika to z poprawnie uzyskanego tutaj efektu kompensacji. Dla pozostałych konstrukcji pozbawionych tej własności widać wyraźnie nieliniowość detektora. Wykresy te dobitnie ilustrują konieczność uzyskania tej własności w projektowaniu detektora.

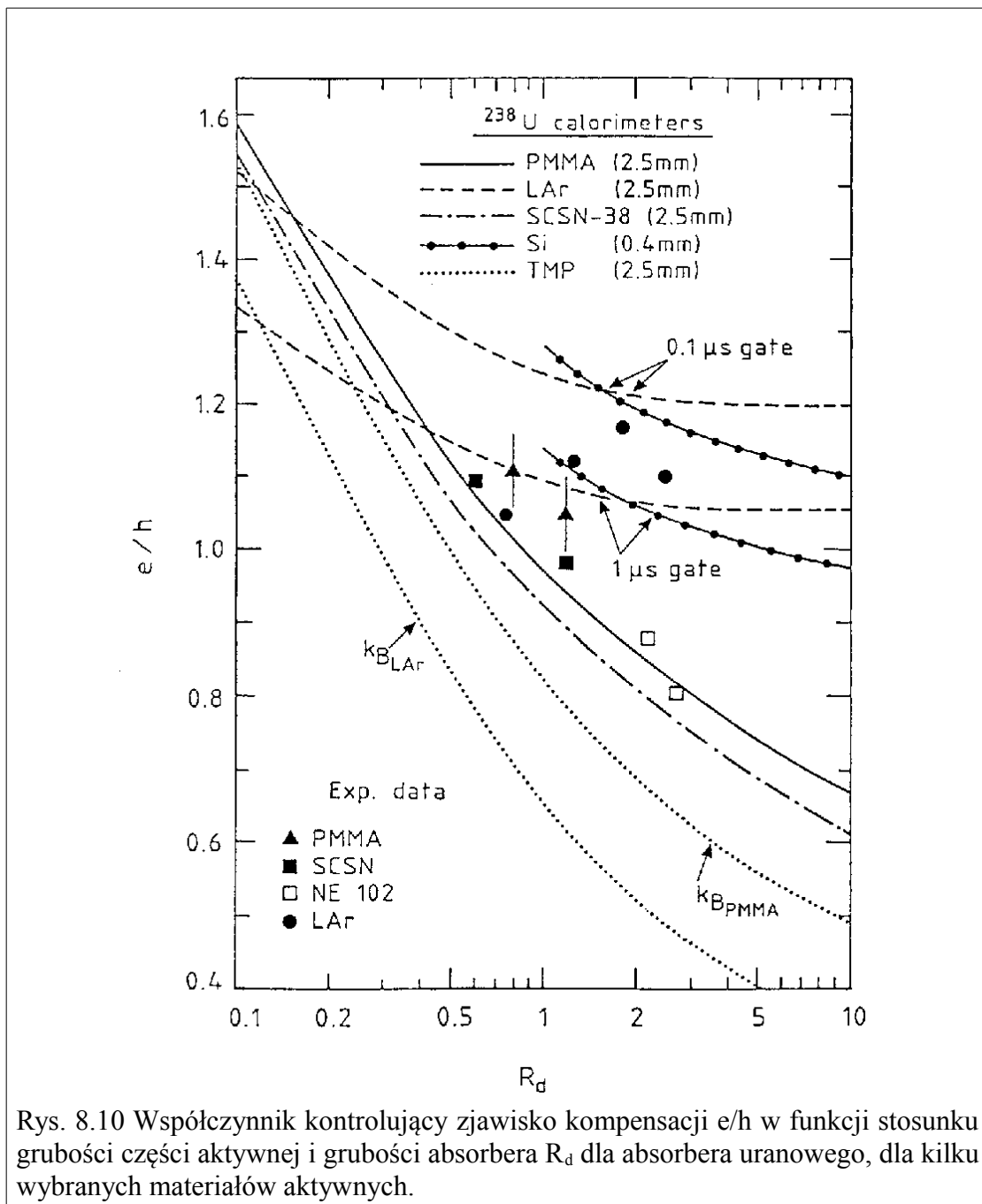
Z powodów opisanych powyżej bardzo istotne jest poznanie metod uzyskiwania kompensacji. Aby je poznać należy uświadomić sobie, że większość mierzalnego sygnału pochodzi w detektorze od cząstek z ostatniego stadium kaskad, to one są najbardziej liczne. Są to fotony dla kaskad elektromagnetycznych i miękkie nukleony dla kaskad hadronowych. Grubość warstwy dobierana jest tak, by każda taka cząstka deponowała całość swojej energii tylko w jednej warstwie. Do uzyskania kompensacji można wykorzystać następujące procesy:



- Wykorzystywany jest fakt, że stosunek X_0/λ_{int} różni się znacząco dla materiału aktywnego i absorbera.
- Odpowiedź na procesy nie elektromagnetyczne można zwiększyć przez użycie absorbera ze zubożonego uranu – pozwala on na odzyskanie części energii wiązania nukleonów w jądrze
- Procesy elektromagnetyczne są tłumione, jeśli absorber ma wysokie Z – miękkie fotony ulegają procesowi fotoelektrycznemu, a elektrony w nich wybite rzadko dostają się do części aktywnej. Aby to prawdopodobieństwo zmniejszyć można zastosować dodatkowe ekranowanie na granicy warstw.
- Jeśli materiał aktywny zawiera wodór, to odbiera dużą część energii kinetycznej od neutronów, które z kolei bardzo słabo oddziałują w absorberze, który zwykle ma duże Z . Można więc tak dobrać „ułamek próbkowania”, czyli względną grubość absorbera i materiału aktywnego, by wyrównać czułość na oba typy energii.

Dobór materiałów do konstrukcji kalorymetru musi uwzględniać zjawisko kompensacji. Dostępne są trzy cechy która można regulować tak, by to zjawisko uzyskać. Należy wybrać rodzaj materiału dla absorbera oraz rodzaj materiału aktywnego. Trzecim czynnikiem jest to, w jakich proporcjach oba te materiały zostaną użyte. Określa to współczynnik R_d , który określa jaką jest stosunek całkowitej grubości materiału aktywnego w porównaniu z absorberem. Na rys. 8.10

przedstawiono wykres współczynnika e/h dla wybranego materiału absorbera (uranu) oraz dla kilku materiałów aktywnych. Linie dla wielu materiałów aktywnych osiągają pożądaną wartość $e/h=1$, każda dla pewnej charakterystycznej wartości R_d . Dla niektórych materiałów, tu dla krzemu, przeprowadzono też pomiary z różną długością czasu zbierania sygnału. Tak jak wspomiano, wydłużenie tego czasu pozwala na zarejestrowanie większej części opóźnionego sygnału pochodzącego od neutronów, co w konsekwencji zwiększa odpowiedź detektora na część hadronową, a więc obniża e/h .



Rys. 8.10 Współczynnik kontrolujący zjawisko kompensacji e/h w funkcji stosunku grubości części aktywnej i grubości absorbera R_d dla absorbera uranowego, dla kilku wybranych materiałów aktywnych.

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Kompensacja jest więc możliwa do uzyskania, chociaż tylko dla kalorymetrów próbkujących. Kalorymetry jednorodne znalazłyby się na wykresie na rys. 8.10 w punkcie $R_d=0$ (zerowa grubość, czyli brak absorbera). Jest oczywiste, że w takim przypadku e/h będzie zawsze dużo większe od jedności i zjawiska kompensacji nie da się uzyskać. Z drugiej strony należy zauważyć, że właściwie dla każdego materiału aktywnego można dobrać taki współczynnik R_d , aby kompensacja zachodziła. Tak więc zakres materiałów pozwalających na efektywne konstruowanie kalorymetrów hadronowych jest bardzo szeroki. Dodatkowo można właściwości detektora polepszyć stosując zaawansowane układy elektroniczne i modyfikując czas zbierania sygnału. Szczególnie popularnym materiałem absorbera jest uran, ze względu na wysoką produkcję neutronów. Biorąc również pod uwagę różnicę w wartości X_0 i λ_{int} przedstawioną w tab. 8.1 okazuje się, że da się zbudować kalorymetr o stosunku grubości absorbera i materiału aktywnego równym 1:1, podczas gdy materiał najbliższy uranowi czyli ołów wymaga już stosunku 4:1. Znacząco zwiększa to rozmiary, masę, a więc i koszt detektora.

Rozdzielczość kalorymetrów

Jak już to było wielokrotnie opisywane, idealnie detektor typu licznika kaskad powinien uzyskiwać względną rozdzielczość energetyczną malejącą jak pierwiastek kwadratowy energii cząstki. Najbliżej tego ideału są detektory germanowe stosowane przy pomiarach niskiej energii, głównie ze względu na minimalną wartość energii potrzebną do wywołania pojedynczego aktu jonizacji: 3 eV. Na drugim końcu skali są scyntylatory działające w oparciu o efekt Czerenkowa, aby go wywołać elektron musi mieć minimum 0.7 MeV energii. Daje to rozdzielczość rzędu 5% przy energiach cząstek w przedziale 1-20 GeV. W praktyce na rozdzielczość nałożone są też inne ograniczenia. Na przykład nawet gdy mamy idealnie jednorodny scyntylator, fotony przez niego emitowane nie są monoenergetyczne. Tylko część z nich dociera do czujników światłoczułych, a ich czułość z kolei zależy od długości fali.

W kalorymetrach próbkujących sam fakt użycia tego typu konstrukcji wprowadza do pomiaru fluktuacje statystyczne. Wkład do nich mają zarówno materiał absorbera jak i część aktywna. Dodatkowo fluktuacje energii hadronowej są zwykle znacząco większe niż części elektromagnetycznej kaskad. Ma to kilka powodów. Po pierwsze mniejsza jest liczba cząstek tworzących sygnał, a każda z nich deponuje relatywnie większą energię. Liczba neutralnych pionów w takiej kaskadzie nie jest funkcją Gaussowską, co powoduje istnienie stałego, niezależnego od

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

energii składnika rozdzielczości. Fluktuuje też pierwsza, początkowa i najważniejsza reakcja jądrowa, która określa od razu na początku procesu jak dużo energii zostanie uniesiona przez cząstki niewykrywalne, a więc nie tworzące sygnału.

Ostatecznie rozdzielczość wyraża się wzorem:

$$\frac{\sigma_{had}}{E} = \sqrt{\frac{c_{int}^2 + c_{samp}^2}{E}} + a \quad (8.2)$$

i ma część własną („integral”) oraz część wynikającą z próbkowania („sampling”). Ze wzoru wynika natychmiast praktyczne górne ograniczenie na częstotliwość próbkowania. Wystarczy, aby czynnik c_{samp} osiągnął wartość porównywalną z czynnikiem c_{int} , dalsze jego zmniejszania nie polepszy znacząco ogólnej rozdzielczości detektora.

Jeśli rozdzielczość jest istotnym parametrem, a pomiar ma dotyczyć tylko kaskad elektromagnetycznych, to właściwym wyborem są konstrukcje jednorodne. Dadzą one znacząco lepszą wartość tego parametru niż konstrukcje próbkujące. Najczęściej stosowane materiały to:

- NaI(Tl) dający rozdzielczość rzędu $0.02 E^{-1/4}$
- CsI(Tl) o podobnych osiągnięciach, ale lepszej wytrzymałości mechanicznej
- BGO o małej drodze radiacyjnej, dającej małe rozmiary detektora
- BaF₂ - krótki czas narastania impulsu pozwala na budowanie szybkich detektorów
- gazy szlachetne mają dużą odporność na zniszczenia wywołane przez promieniowanie

Jeśli uda się uzyskać rozdzielczość rzędu 1%, zaczynają dominować inne efekty i dalsze jej obniżanie jest trudne. Ostatecznie kalorymetry ze szkła ołowowego pozwalają na uzyskanie rozdzielczości w przedziale $5\%/\sqrt{E}$ do $12\%/\sqrt{E}$ (gdzie energia wyrażona jest w GeV), w zależności od tego jaki procent kaskady zawarty jest w części aktywnej. Scyntylatory plastikowe i z ciekłym argonem (LAr) osiągają rozdzielczości od $7\%/\sqrt{E}$ do $20\%/\sqrt{E}$. Dla kaskad elektromagnetycznych liniowość odpowiedzi detektora nie jest problemem.

Z kolei kalorymetry hadronowe osiągają zależność typu c/\sqrt{E} tylko jeśli są próbkujące i kompensujące. Jednak rozdzielczość nigdy nie schodzi poniżej 1%, gdyż wtedy zaczynają dominować inne efekty systematyczne. Hadronowe kalorymetry jednorodne, ze względu na brak kompensacji, nie mogą osiągać rozdzielczości poniżej 10%. Kompensujące kalorymetry typu ołów/plastik lub uran/plastik pozwalają na uzyskanie rozdzielczości od $30\%/\sqrt{E}$ do $50\%/\sqrt{E}$.

Konstrukcje niekompensujące mają gorszą rozdzielczość i dodatkowo wprowadzają nieliniowość odpowiedzi, co dodatkowo tę rozdzielczość pogarsza. Należy również pamiętać, że dla niskich energii (poniżej 2 GeV) pojawia się inny proces zakłócający kompensację – cząstka może wcale nie wywołać reakcji jądrowej. Traci ona wtedy energię tylko na jonizację, rośnie więc stosunek e/h .

Pomiar przestrzenny

Jak widać na rys. 8.1 kaskady to obiekty dobrze zlokalizowane przestrzennie i dodatkowo o zdecydowanie większym rozmiarze wzdłuż toru lotu cząstki. Pozwala to na pomiar punktu przejścia i kierunku ruchu cząstki. Podstawą jest zastosowanie segmentacji detektora i niezależny pomiar wielkości sygnału z każdego segmentu. Pomiar punktu przejścia otrzymuje się metodą środka ciężkości z sygnałów z sąsiadujących segmentów. Oznacza to że segmentacja musi być na tyle duża, by pojedyncza kaskada rozciągała się na kilka komórek. Wtedy rozdzielczość pomiaru przestrzennego również spada jak pierwiastek z energii cząstki. W początkowej fazie kaskada elektromagnetyczna ma rozmiar rzędu $0.5 X_0$, co pozwala na pomiar z dokładnością rzędu kilku mm.

W kalorymetrze próbkującym można pomiędzy normalnymi warstwami detektora umieścić dodatkową warstwę detektora pozycyjnego o znacznie lepszej rozdzielczości przestrzennej, nie ograniczonej segmentacją kalorymetru. Może to być na przykład komora drutowa lub detektor paskowy. Przy umieszczeniu jej na głębokości około $5 X_0$, pozwala to na znaczące poprawienie rozdzielczości.

Z kolei kaskady hadronowe są bardzo wąskie. Rdzeń pozwala na uzyskanie rozdzielczości typu:

$$\sigma_x^h(cm) \leq 0.2 \lambda_{eff}(cm) / \sqrt{E(GeV)} \quad (8.3)$$

co daje około 1cm dla cząstki o energii 1 GeV i kilka mm dla 100 GeV. Podobną zależność można uzyskać także dla rozdzielczości kątowej (kierunku ruchu cząstki) ale tu decydujące znaczenie mają szczegóły konstrukcji detektora.

Identyfikacja cząstek

Kalorymetry mogą wspomagać i uzupełniać proces identyfikacji cząstek w eksperymencie.

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Elektrony wywołują kaskady elektromagnetyczne i są naładowane. Fotony również wywołują takie kaskady, ale nie są naładowane, nie zostawiają więc śladu w detektorach na takie cząstki czułych. Wiele niestabilnych mezonów rozpada się na leptony lub fotony, które z kolei są łatwo wykrywalne w kalorymetrach. Połączenie tych sygnałów w pary (lub czwórki), biorąc pod uwagę ich depozycję energii i położenie przestrzenne pozwala na wyznaczenie masy niezmienniczej tych cząstek, a więc ich statystyczną identyfikację (wyraźny pik na gładko zmiennym rozkładzie procesów tła). Bariony, deuter i tryt są trudno rozróżnialne w detektorach śladowych, do ich identyfikacji należy zmierzyć jednocześnie pęd i energię. Z kolei cząstki nieoddziałujące, takie jak neutrina można zidentyfikować, poprzez porównanie energii zdeponowanej w całym detektorze z pędem brakującym do spełnienia zasad zachowania w całym zdarzeniu. Z kolei miony to cząstki naładowane, które zostawiają wyraźny ślad jonizacyjny, jednak w kalorymetrze nie wywołają kaskady. Neutrony zaś będą widoczne jako kaskada hadronowa, której nie odpowiada żaden ślad cząstki naładowanej w detektorach leżących pomiędzy miejscem reakcji a kalorymetrem.

Kalorymetry mieszane pozwalają na odróżnienie elektronów i fotonów od hadronów. Wykorzystuje się do tego różnice w charakterystykach przestrzennych i czasowych kaskad elektromagnetycznych i hadronowych. Dodatkowe warstwy detektorów pozycyjnych ułatwiają tego typu pomiar.

Miony można zidentyfikować ze względu na dramatyczną różnicę w ich oddziaływaniu z detektorem w porównaniu do innych cząstek. W wysoce posegmentowanych detektorach będą one widoczne jako pojedyncze, odseparowane tory o minimalnej jonizacji. Są one bardzo słabo pochłaniane, więc sygnał będzie się powtarzał na tej samej trajektorii w wielu warstwach detektora, podczas gdy zwykle składowe kaskady deponują całą swoją energię w jednej warstwie. Wszystkie inne cząstki zostaną przez kalorymetr zatrzymane, przy odpowiednio grubym detektorze można mieć właściwie pewność, że każda cząstka która nie zostanie przez niego zatrzymana to mion.

Neutrina identyfikowane są, jeśli mamy do czynienia z detektorem mierzącym energię w pełnym kącie bryłowym, lub co najmniej azymutalnym. Można wtedy, korzystając z zasady zachowania energii i pędu zidentyfikować „brakującą energię”, lub „brakujący pęd” (całkowity lub poprzeczny). Zakłada się, że zostały one uniesione przez cząstki nie oddziałujące z detektorem – praktycznie jedynym możliwym kandydatem na taką cząstkę jest neutrino. Taki pomiar jest praktyczny dla eksperymentów na zderzaczach, gdzie możliwe jest zbudowanie detektora pokrywającego pełny kąt bryłowy wokół punktu zderzenia, lub dla eksperymentów na stałej tarczy

gdzie pokryty jest pełen kąt azymutalny.

Wpływ elektroniki i obróbki sygnału

Kalorymetry używające scyntylatorów są często łączone światłowodami z elektroniką odczytową. Wprowadza to ograniczenia wynikające z nieliniowości systemu optycznego i degradacji jakości sygnału w czasie. Stosuje się również systemy zbierające ładunek jonizacyjny (np. komory jonizacyjne z gazami szlachetnymi w stanie ciekłym). Pozwalają one na łatwą segmentację i dają możliwość pracy w polach magnetycznych. Wymagają jednak wzmacniania sygnału.

Kluczowym elementem każdej konstrukcji kalorymetrycznej jest jej kalibracja. Jeśli planowane jest osiągnięcie rozdzielczości rzędu 1%, wymaga to nie tylko doskonałej kalibracji początkowej, ale również stałego monitorowania parametrów pracy detektora (temperatura, ciśnienie, wilgotność, skład mieszanki dla detektorów gazowych itp.) z podobną precyzją. W efekcie systemy kalibracyjne stanowią obecnie integralną część samych detektorów. Można to uzyskać na kilka sposobów. Początkową kalibrację uzyskujemy wystawiając elementy detektora na działanie mionów, elektronów, pionów i protonów o znanej energii. Często dotyczy to wszystkich modułów w detektorze. Dodatkowo wymagana jest ścisła kontrola parametrów każdego modułu. W detektor można też wbudować generator sygnału laserowego lub znany izotop promieniotwórczy (np. uran), który będzie w sposób ciągły i kontrolowany dostarczał sygnału testowego.

Stopień i złożoność zadań stawianych kalorymetrom przekłada się na wymagania względem systemów elektronicznych. Muszą one obsługiwać duży zakres dynamiczny sygnału (od MIP do kaskady o energii 100 GeV). Muszą umożliwiać pomiar surowego sygnału, potrzebny do kalibracji. Muszą działać szybko i umożliwiać pomiar czasu narastania sygnału. Jeśli detektor ma być szybki (np. ma być używany jako detektor wyzwalający), to informacja musi być zbierana, obrabiana i przesyłana dalej w bardzo krótkim czasie. I ostatecznie wszystkie te wymagania muszą się skalować na ogromną liczbę kanałów zbierania danych. Często musi być to połączone z koniecznością wzmacniania sygnału i długiego czasu zbierania danych.

W akceleratorach o dużej świetlności, takich jak LHC, pojawiają się dodatkowe wyzwania. Czas pomiędzy kolejnymi zderzeniami jest bardzo krótki (docelowo 25 ns). Ilość cząstek produkowanych jest bardzo duża. Konieczna jest szybkie wyszukiwanie zdarzeń rzadkich i

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

niezwykłych. Ogromna świetlnosc jest uzyskiwana między innymi poprzez nakładanie się na siebie wielu zdarzeń w jednym oknie czasowym – można je od siebie odróżnić tylko przy bardzo dobrej rozdzielczości przestrzennej i kierunkowej detektora. Ostatecznie w takich systemach konieczne jest stosowanie wielopoziomowego systemu wyzwalania („trigger”). Poziom 1 wyszukuje w danych kalorymetru klastry, czyli zbliżone do siebie przestrzennie zbiory komórek który wygenerowały sygnał. Na tym poziomie należy też dokonać eliminacji tła poprzez odrzucenie sygnałów mniejszych niż poziom szumu. Ten proces nie może trwać więcej niż kilka mikrosekund. Poziom 2 pozwala na korelowanie własności klastrów w całej objętości detektora i poszukiwanie wzorów 2D, na przykład wykrywanie skolimowanych wiązek cząstek (dżetów). Pozwala też na korelowanie informacji z kalorymetru z odczytami z innych detektorów. Poziom 3 to skomplikowane algorytmy analityczne podejmujące decyzję, czy zmierzona topologia zdarzenia jest na tyle interesująca by ją dalej analizować.

9. Detektory promieniowania Czerenkowa

Skrót

W tym rozdziale omówione zostaną szczegółowo detektory mierzące promieniowanie Czerenkowa. Wprowadzony zostanie podział ze względu na typ detektora. Szczegółowo omówione zostaną konstrukcje liczników progowych, detektorów różniczkowych, oraz najbardziej zaawansowanych konstrukcji opartych o detekcję pierścieni Czerenkowa.

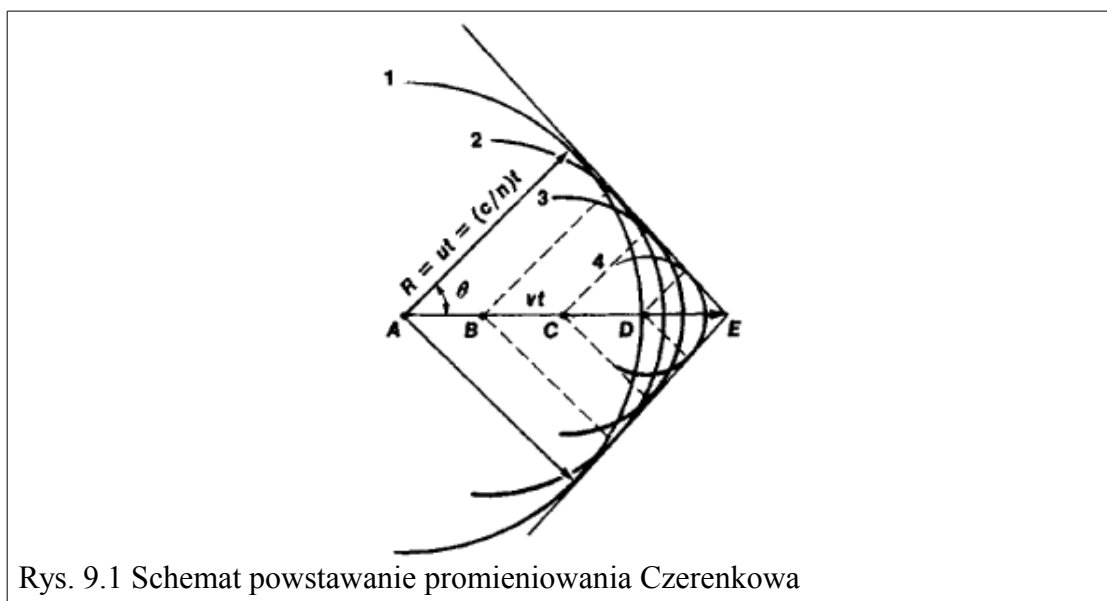
Zasada działania

W fizyce często występują zjawiska falowe. Istotną własnością ośrodka, w którym fale się rozchodzą jest tzw. prędkość fazowa, to jest prędkość rozchodzenia się zaburzenia (czyli de facto transportu energii). Gdy w ośrodku porusza się obiekt wywołujący zaburzenie, to gdy jego prędkość przekracza prędkość fazową, pojawia się jakościowo nowe zjawisko. Powstaje fala o charakterystycznym stożkowym kształcie. Oś tego stożka jest wyznaczona przez tor ruchu obiektu. W przypadku fal dźwiękowych nazywane jest to falą uderzeniową. Występuje ono także dla fali świetlnej. Wymaga obiektu, który poruszałby się w ośrodku materialnym szybciej niż światło w tym ośrodku. Ponieważ nawet w najgęstszych optycznie materiałach prędkość ta jest zawsze znaczącym ułamkiem prędkości światła w próżni, to realistycznie takie prędkości mogą osiągać tylko cząstki elementarne. Zjawisko tego zjawiska zostało przewidziane w 1888 r. przez Heavyside'a. Jako ciekawostkę można dodać, że rozważał on ruch obiektów w eterze, jako że w tym czasie była to obowiązująca koncepcja rozchodzenia się światła. W roku 1936 Czerenkow i Vavilov obserwują to promieniowanie, stąd jest ono nazywane promieniowaniem Czerenkowa. W roku 1937 Frank i Tamm opracowują teoretyczne podstawy opisu zjawiska. W 1952 pojawiają się pierwsze detektory oparte na tym efekcie. W 1963 obserwowane są już promienie Czerenkowa, a w 1977 Seguinot i Ypsilantis proponują budowę detektorów typu „ring imaging”. Od 1989 detektory tego typu są powszechnie i ciągle używane w fizyce wysokich energii i w astrofizyce.

Promieniowanie powstaje, gdy cząstka naładowana przemierza ośrodek aktywny. Gdy taka cząstka spoczywa, to polaryzuje atomy wokół siebie i przyciąga ładunki jednego rodzaju. Usunięcie

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

ładunku (na przykład przez przesunięcie go w inne miejsce) powoduje de-ekscytację z emisją nisko energetycznych fotonów. Efekt ten jest zlokalizowany w pobliżu cząstki, indukowany ładunek ekranuje ładunek cząstki i dalej położone atomy nie są zaburzone. Poruszanie się cząstki wywołuje więc emisję promieniowania. Jeśli prędkość cząstki jest niższa niż prędkość fazowa rozchodzenia się fali elektromagnetycznej, to fale emitowane z kolejnych punktów wygaszają się. Jeśli jednak porusza się szybciej, to następuje konstruktywna interferencja na ściśle określonej płaszczyźnie stożkowej. Jest to pokazane na rys. 9.1.



Rys. 9.1 Schemat powstawanie promieniowania Czerenkowa

Emitowane promieniowanie jest w zakresie ultrafioletu i promieniowania widzialnego. Tworzący się stożek ma ściśle określone właściwości. W szczególności jego kąt rozwarcia jest związany z prędkością cząstki i wynosi:

$$\cos \theta = 1/n\beta \tag{9.1}$$

gdzie n to współczynnik załamania światła danego ośrodka, a β to prędkość cząstki wyrażona jako ułamek prędkości światła w próżni.

Zjawisko to może zostać wykorzystane na kilka sposobów. Po pierwsze sama detekcja światła Czerenkowa jest sposobem na wykrycie cząstki. Oprócz tego automatycznie oznacza to, że cząstka ta miała prędkość większą niż c/n . W ten sposób można przeprowadzić zwykłe pomiary licznikowe. Kolejnym stopniem skomplikowania konstrukcji jest detektor różniczkowy, który umożliwia dodatkowo pomiar kąta rozwarcia stożka Czerenkowa

$$\Theta = \theta/2 \tag{9.2}$$

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

z którego można następnie wyznaczyć prędkość cząstki. W połączeniu z pomiarem pędu w innej części układu pozwala to również na wyznaczenie energii cząstki, a więc także jej masy, czyli jej identyfikację. Możliwy jest też inny sposób identyfikacji – poprzez połączenie ze sobą kilku liczników progowych. W zależności od tego w jakich licznikach dana cząstka wyprodukuje światło Czerenkowa, można określić zakres jej prędkości, co przy znanej energii lub pędzie pozwala ją zidentyfikować.

Do budowy liczników Czerenkowa wykorzystuje się różne materiały, kluczowa jest to wartość współczynnika załamania oraz przezroczystość materiału. Dodać należy, że pożądana wartość n zależy od układu detekcyjnego, są przypadki gdy potrzebny jest duży współczynnik załamania oraz takie, w których powinien on być relatywnie niewielki. Najczęściej stosowane materiały to szkło (wartości n około 1.5), plastik, woda, lód, powietrze czy kryształy PbWO_4 . Jak już wspomniano zjawisko Czerenkowa zachodzi tylko powyżej określonego progu prędkości. Dla cząstek o różnych masach oznacza to także różne energie. Dla porównania przy ustalonej wartości n efekt wywołują cząstki alfa, protony, piony, miony i elektrony o energiach (wyrażonych w MeV) odpowiednio: 1600, 320, 48, 36 i 0.175. Cząstki lekkie w naturalny sposób łatwiej wywołują efekt.

Ogromna przydatność pomiaru promieniowania Czerenkowa w pomiarach cząstek jonizujących wynika z tego że jest on czuły na prędkość cząstki. Jest to własność unikalna wśród metod pomiarowych, z których większość mierzy albo energię albo pęd cząstki. Dlatego detektory Czerenkowa doskonale uzupełniają układy pomiarowe składające się z wielu poddetektorów: pęd lub energia znana z innych rodzajów konstrukcji, połączona z prędkością wyznaczoną w detektorach Czerenkowa daje nam pełną informację o kinematyce cząstki oraz pozwala ją zidentyfikować.

Własności światła Czerenkowa

Fotony promieniowania Czerenkowa są emitowane pod kątem to kierunku lotu cząstki w detektorze zgodnie ze wzorem (9.1). W kierunku azymutalnym względem tego toru rozkład jest jednostajny w całym przedziale kątowym $(0, 2\pi)$. Intensywność i rozkład widmowy promieniowania jest określony przez prawo Franka-Tamma:

$$\frac{d N_{ph}}{d E} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \sin^2 \theta \quad (9.3)$$

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

gdzie N_{ph} to liczba fotonów w przedziale energii ($E, E+dE$), α to elektromagnetyczna stała struktury subtelnej, L to długość trajektorii cząstki w materiale aktywnym, a Ze to ładunek cząstki. Wynika z niego, że promieniowanie ma rozkład ciągły energii, a nie o charakterze linii widmowych. Można je więc odróżnić od emisji jonizacyjnej z materiału.

Wzór (9.3) można przekształcić tak, by podawał zależność od prędkości cząstki:

$$\frac{d N_{ph}}{d E} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \left[1 - (1/n\beta)^2 \right] \quad (9.4)$$

choć należy pamiętać, że współczynnik załamania zmienia się z energią: $n=n(E)$ i zależność ta musi zostać uwzględniona w przypadku całkowania. Jednak jeżeli przedział możliwych energii cząstki jest ograniczony, można zastosować przybliżenie stałego n . Całkowanie wzoru (9.3) daje wtedy całkowitą liczbę wyemitowanych fotonów:

$$N = N_0 Z^2 L \sin^2 \theta \quad (9.5)$$

gdzie N_0 jest stałą, określoną dla danego detektora:

$$N_0 = (\alpha / \hbar c) \epsilon \Delta E = (370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}) \epsilon \Delta E \quad (9.6)$$

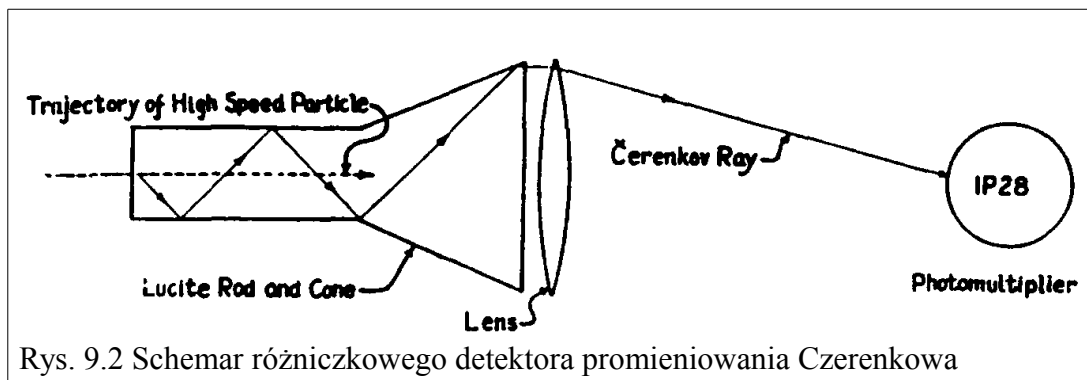
$$\epsilon \Delta E = \int (QTR) d E \quad (9.7)$$

gdzie ϵ to średnia wydajność detektora. Składają się na nią trzy podstawowe czynniki, które będą zwykle rozważane oddzielnie w dyskusji różnych konstrukcji detektorów. Q to wydajność kwantowa (ang. „quantum”), T odpowiada wydajności transmisyjnej a R wydajności odbiciowej (ang. „reflection”). Wszystkie one zależą od energii cząstki, aby więc wyznaczyć wydajność średnią, należy scałkować te współczynniki w interesującym zakresie energii. Dla typowego detektora $N_0 = 60/\text{cm}$.

Liczniki różniczkowe

Detektory różniczkowe wykrywają promieniowanie Czerenkowa o ściśle określonej prędkości i kierunku. Dzięki temu uzyskują bardzo dobrą dokładność pomiaru kąta σ_{θ_p} i w konsekwencji dobrą dokładność pomiaru prędkości σ_{β} . Jednak w konsekwencji ich akceptancja ($\Delta\theta_p, \Delta\beta$) jest ograniczona. Przykład takiego detektora jest pokazany na rys. 9.2. Widać na nim trajektorię cząstki, która przemierza część aktywną w ściśle określonym kierunku – wzdłuż osi detektora. Wtedy promieniowanie wyemitowane pod określonym kątem będzie się propagowało w materiale i

zostanie skupione przez znajdującą się dalej soczewkę na fotopowielaczu. Zmiana kąta padania cząstki lub jej prędkości sprawi, że poszczególne fotony nie będą ogniskowane na fotopowielaczu, co właśnie nazywamy małą akceptancją detektora.



Konstrukcję można modyfikować, tak by akceptancja, choć wciąż ograniczona, mogła być zmieniana. Na przykład zmieniając położenie soczewki można zmienić kąt emisji promieniowania, które będzie skupiane na fotopowielaczu, a więc zmienić zakres prędkości na które czuły będzie detektor. Dla tego typu konstrukcji istnieje związek pomiędzy akceptancją i rozdzielczością:

$$\Delta\beta = \sigma_{\beta} \sqrt{12} \quad (9.8)$$

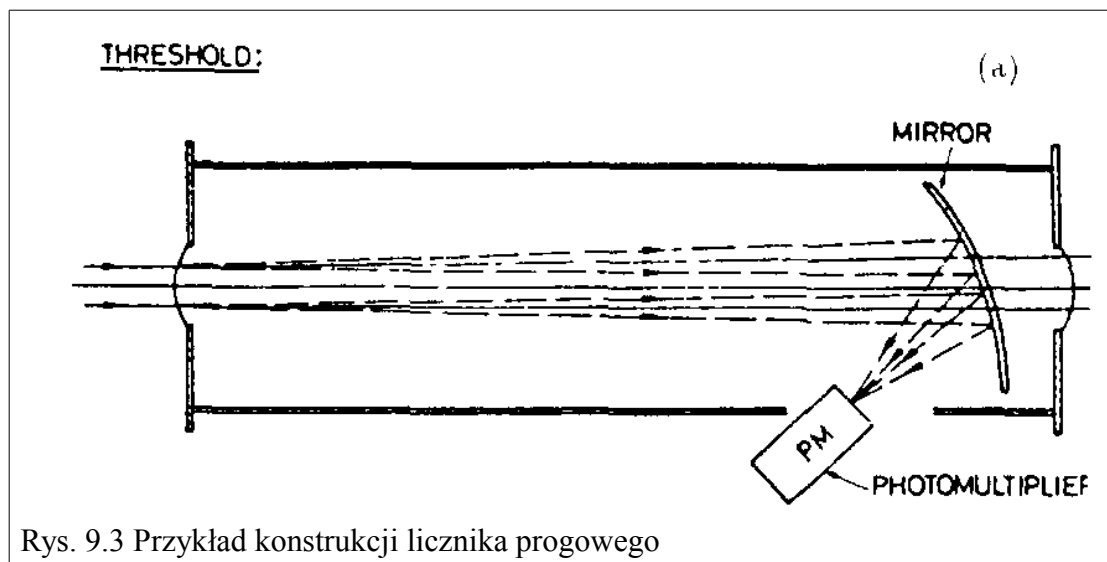
Liczniki progowe

Liczniki progowe są zbudowane w taki sposób aby rejestrować każde promieniowanie Czerenkowa, które się pojawi w ich objętości, bez względu na kąt pod jakim jest emitowane. Dzięki temu detektor ma dużą akceptancję ($\Delta\theta_p$, $\Delta\beta$), to znaczy jest czuły na cząstki poruszające się w dowolnym kierunku i o dowolnej prędkości, oczywiście o ile jest ona większa od prędkości światła w ośrodku. Jednak z braku pomiaru kąta natychmiast wynika, że brak jest informacji o wartości prędkości cząstki, to znaczy rozdzielczość pomiaru β jest słaba. Można temu częściowo zaradzić, jeśli dodatkowo mierzona jest wielkość uzyskanego impulsu. Konstrukcje różniczkowe i progowe uzupełniają się. Pierwsze należy stosować, gdy kierunek ruchu cząstek jest z góry znany (wiązki cząstek), drugie, gdy mierzymy cząstki wtórne, których kierunek ruchu jest przypadkowy.

Popularną konstrukcją jest umieszczenie lustra eliptycznego o ognisku w tarczy (źródło promieniowania) i drugim ognisku w fotopowielaczu. Przedstawia ją rys. 9.3. Jeśli dodatkowo mierzony jest poziom sygnału, to można powiązać rozdzielczość pomiaru prędkości z ilością

zmierzonych fotonów N :

$$\frac{\sigma_{\beta}}{\beta} = \frac{\tan^2 \theta}{2\sqrt{N}} \quad (9.9)$$



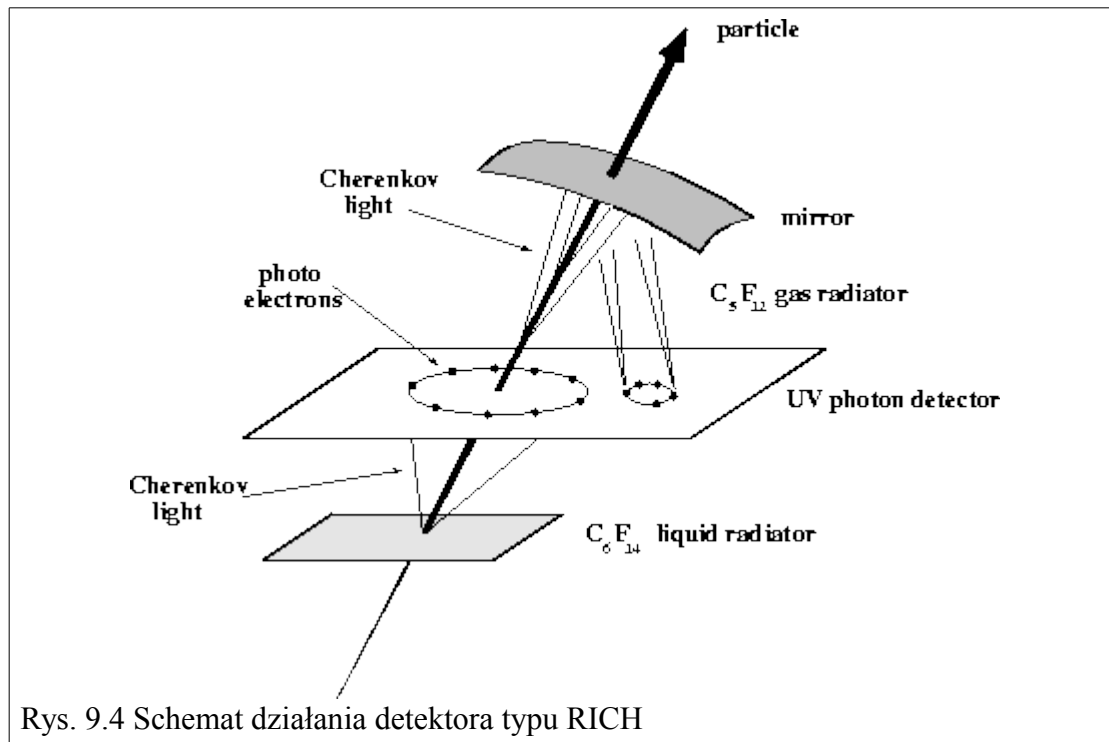
Rys. 9.3 Przykład konstrukcji licznika progowego

Inną, pośrednią metodą pomiaru prędkości jest zastosowanie kilku ustawionych kolejno liczników z różnymi substancjami aktywnymi, znacząco różniącymi się wartością współczynnika załamania n , np, gaz, woda i szkło. Cząstki o małej prędkości nie wywołują efektu w żadnym detektorze. Szybsze wywołają efekt tylko w szkle, jeszcze szybsze także w wodzie, a najszybsze we wszystkich trzech materiałach. W efekcie każdą cząstkę będzie można zakwalifikować do jednego z czterech przedziałów prędkości, co jest pewną formą pomiaru tej prędkości. Można ją połączyć z pomiarem pędu lub energii w innym detektorze i z obu wyznaczyć przedział, w którym znajduje się masa cząstki, co często pozwala na jej identyfikację.

Detektory typu RICH

Najbardziej zaawansowane konstrukcje to detektory typu „Ring Imaging Cherenkov”, w skrócie RICH, czyli detektory pozwalające na obrazowanie pierścieni wywołanych przez to promieniowanie. Ten rodzaj konstrukcji zaproponowali w 1997 Seguinot i Ypsilantis. Oryginalnie detektory miały służyć do odróżnienia protonów, kaonów, pionów, mionów i elektronów produkowanych w zderzeniach jądrowych przy wysokich energiach zderzenia. Schemat detektora

tego typu przedstawia rys. 9.4.



Cząstka przechodzi przez materiał aktywny (radiator). Tam wywołuje efekt Czerenkowa, czyli rozchodzące się po powierzchni stożka fotony. Dalej znajduje się duży, płaski detektor światłoczuły, mierzący położenie punktu przejścia samej cząstki jak i uderzeń fotonów. Przecięcie stożka płaszczyzną powoduje, że fotony tworzą na jego powierzchni okrąg (w ogólności elipsę). Mierząc promień tego pierścienia uzyskuje się kąt rozwarcia stożka, a w konsekwencji prędkość cząstki. Za detektorem można dodatkowo umieścić kolejny radiator i lustro, które w wyniku daje drugi okrąg. Różni się on od pierwszego tym, że w jego środku nie znajduje się punkt przejścia cząstki i poprawia rozdzielczość pomiaru prędkości. W przypadku dużej gęstości cząstek może dojść do nałożenia się na siebie sygnałów od kilku cząstek. Można jednak je rozdzielić, próbując dopasować do każdego zestawu punktów oddzielny okrąg. Dodatkowo środek każdego okręgu jest bardzo dobrze znany, gdyż przechodząca cząstka zwykle zostawia w detektorze sygnał o znaczącym natężeniu, dużo większym niż dla fotonów Czerenkowa, przez co łatwo identyfikowalnym.

Rozdzielczość wyznaczenia prędkości wynosi:

$$\frac{\sigma_{\beta}}{\beta} = \tan \theta \frac{\sigma_{\theta}}{\sqrt{N}} \quad (9.10)$$

zaś sam kąt θ jest mierzony bezpośrednio i jego rozdzielczość wynika z konstrukcji detektora.

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

Dokładność jego pomiaru może być nawet o dwa rzędy wielkości lepsza niż w przypadku detektorów progowych, a jednocześnie detektor jest czuły na cząstki o znacznie większym zakresie kątów padania, to jest ma dużo lepszą akceptancję niż liczniki różniczkowe. Nie ma tu też sytuacji w której zwiększenie akceptancji pogarszałoby rozdzielczość. Dodatkowo pomiar kąta jest tu zwykłym pomiarem o niepewności o charakterze Gaussowskim. Różni się to od pomiaru strat energii, gdzie występuje rozkład Landaua o skomplikowanym i niesymetrycznym kształcie. W efekcie rozdzielczość pomiaru prędkości łatwiej jest kontrolować, co daje lepsze możliwości rozróżniania cząstek w detektorach Czerenkowa.

Detektory typu RICH są uniwersalne. Można je stosować dla cząstek o dużych energiach, chociaż oznacza to duże rozmiary detektora – nawet do kilku metrów. Powód jest prosty – duże energie to duże prędkości a więc małe kąty rozwarcia stożków. Małe kąty wymagają dużej odległości pomiędzy radiatora a detektorem pozycyjnym, aby tworzyły się duże okręgi. Jeśli prędkość cząstek zbliża się do c , można zwiększyć współczynnik załamania przez zwiększenie ciśnienia gazu aktywnego. Zwykle w detektorach emitowane jest promieniowanie ultrafioletowe o długościach fali od 150 do 250 nm, co odpowiada energiom od 8.3 do 50 eV. Rozrzut długości fali może powodować niepożądane efekty optyczne, takie jak aberracja chromatyczna. Ważnym czynnikiem jest też ilość emitowanych fotonów, która zwykle nie jest duża. Można ją zwiększyć zwiększając grubość materiału aktywnego, to jednak zwiększa prawdopodobieństwo że cząstka dozna rozpraszania kulombowskiego i jej własności zostaną zaburzone.

Zdolność rozróżniania cząstek w detektorach RICH

Istotnym zadaniem w którym wiodącą rolę odgrywają detektory RICH jest identyfikacja cząstek, co sprowadza się najczęściej do odróżnienia od siebie cząstek naładowanych sąsiadujących ze sobą w rozkładzie mas. Należy więc odróżnić kolejno: elektrony od pionów, piony od kaonów, kaony od protonów. Rozważyć trzeba rozdzielczość takiego procesu, czyli niepewność przypisania danej cząstce konkretnego typu. Wprowadza się zmienną $u = \sin^2\theta$, którą można wyrazić jako:

$$u = 1 - (1/n)^2 - (m/pn)^2 \quad (9.11)$$

gdzie p to pęd cząstki a m to jej masa. Jeżeli do detektora dotrą dwie cząstki o masach m_1 i m_2 , to ich sygnały będą oddalone o odległość, wyrażoną jako liczba standardowych odchyłeń:

$$n_{\sigma} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2 n^2} \left(\frac{\sqrt{N}}{\sigma_u} \right) \quad (9.12)$$

gdzie σ_u to błąd wyznaczenia zmiennej u dla pojedynczego fotoelektronu. Przekształcając wzór (9.12) można obliczyć pęd, dla którego dwie cząstki o danych masach będą generowały sygnał odseparowany o zadaną liczbę n_{σ} :

$$p = \sqrt{\frac{m_2^2 - m_1^2}{2 k_r n_{\sigma}}} \quad (9.13)$$

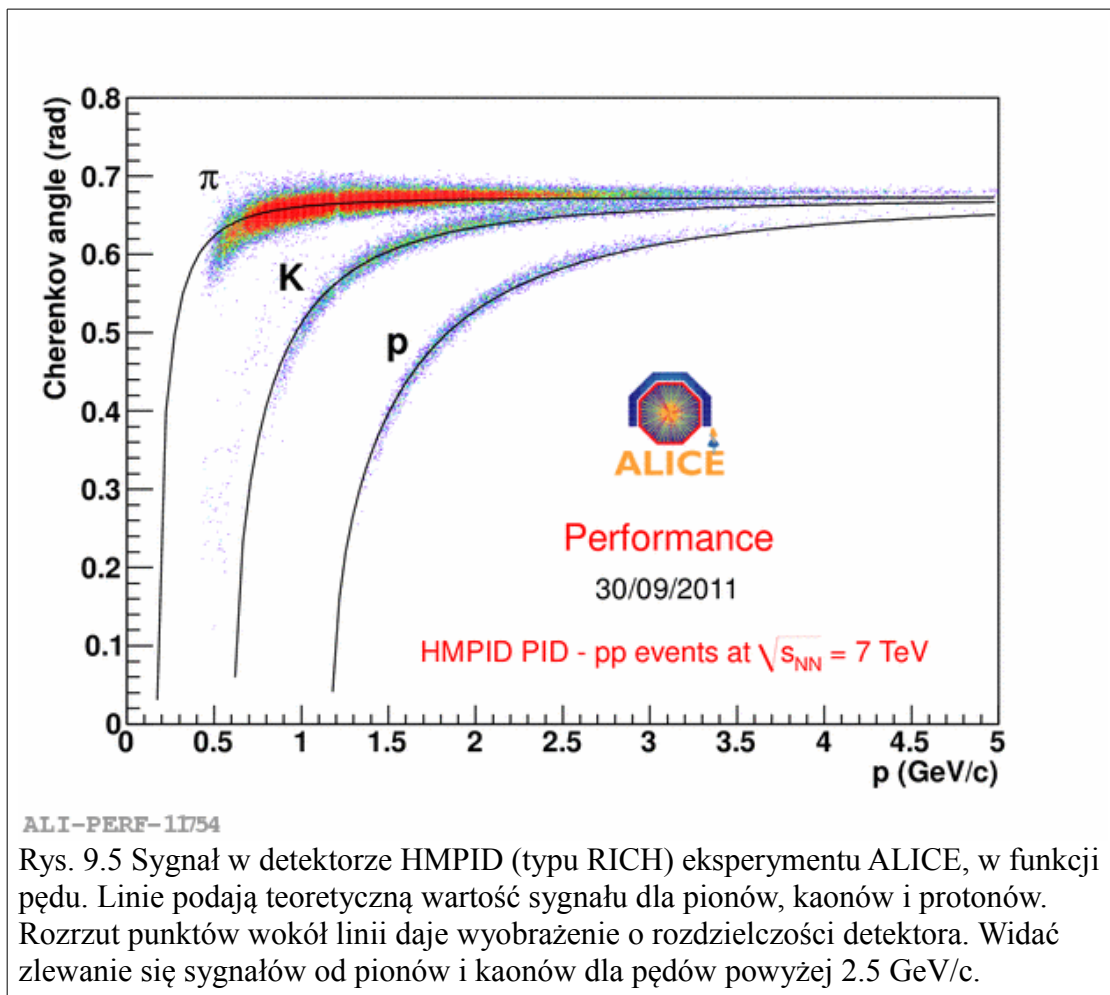
gdzie k_r , to stała charakteryzująca detektor RICH:

$$k_r = \frac{n \beta \sigma_{\theta}}{\sqrt{N_0 L}} = \frac{\tan \theta \sigma_{\theta}}{\sqrt{N}} = \frac{\sigma_{\beta}}{\beta} \quad (9.14)$$

Dla typowego detektora współczynnik $k_r = 1.6 \times 10^{-6}$. Zwykle uznaje się, że jeśli sygnał danej cząstki znajduje się w odległości n_{σ} większej niż 3 od spodziewanej wartości sygnału dla cząstek innego typu i mniej niż 3 od spodziewanej wartości sygnału dla wybranego typu, to cząstka została poprawnie zidentyfikowana jako cząstka tego właśnie wybranego typu. Zakładając, że rozkład sygnału jest Gaussowski (co jest z dużą dokładnością prawdziwe dla detektorów typu RICH) można wyliczyć prawdopodobieństwo, że cząstka jest danego typu.

Ze wzoru (9.12) wynika też że dla ustalonych mas odległość pomiędzy sygnałami dla tych dwóch mas będą położone coraz bliżej siebie wraz ze wzrostem pędu. Zwykle ustala się wartość $n_{\sigma}=3$ dla której uważa się, że cząstki o dwóch masach można odróżnić od siebie bez niepewności. Powyżej pewnego pędu wzór (9.12) da wartość mniejszą od tej granicy. W tym sensie można więc dla detektora RICH podać zakres pędów, w których jest on w stanie odróżnić cząstki danych dwóch typów. Patrząc na rys. 9.5 i idąc od niskich pędów występują następujące obszary. Dla najniższych pędów wszystkie cząstki są wolniejsze od światła w danym ośrodku i zjawisko Czerenkowa nie zachodzi. Pierwszą granicę tę przekraczają piony, które są jedynymi cząstkami dającymi sygnał powyżej tej granicy. Następnie pojawia się sygnał od kaonów, jest on jednak wyraźnie różny od tego dla pionów. Wraz ze wzrostem pędu oba sygnały zbliżają się do siebie. Powyżej kolejnej granicy pojawia się sygnał dla protonów, który jest znacząco różny od tego dla kaonów. Z rosnącym pędem sygnały od trzech rodzajów cząstek zbliżają się do siebie. Dla pewnej wartości pędu sygnały dla pionów i kaonów zbliżają się na mniej niż $3n_{\sigma}$ i te dwa typy cząstek stają się nierozróżnialne w detektorze RICH. Jednak sygnał od protonów wciąż jest znacząco różny od tej wartości, w związku z tym można mówić jednoznacznie przypisaniu cząstki albo do kategorii „pion lub kaon” albo do

kategori „proton”. Dla jeszcze większych pędów sygnał dla protonów staje się nieodróżnialny od sygnału od pionów i kaonów i dopiero powyżej tej granicy detektor nie pozwala na identyfikację cząstek. Podsumowując mamy następujące obszary z rosnącym pędem cząstek: 1. sygnał tylko od pionów, 2. sygnał od pionów i sygnał od kaonów, dobrze odseparowane, 3. sygnał od pionów, kaonów i protonów, wszystkie dobrze odseparowane od siebie, 4. sygnał dla pionów nieodróżnialny od sygnału dla kaonów, ale sygnał od protonów dobrze odróżnialny od obu, 5. sygnały od pionów, kaonów i protonów nieodróżnialne.



Rys. 9.5 Sygnał w detektorze HMPID (typu RICH) eksperymentu ALICE, w funkcji pędu. Linie podają teoretyczną wartość sygnału dla pionów, kaonów i protonów. Rozrzut punktów wokół linii daje wyobrażenie o rozdzielczości detektora. Widać zlewanie się sygnałów od pionów i kaonów dla pędów powyżej 2.5 GeV/c.

Efektywna rozdzielczość czasowa

Podstawowymi cechami wyróżniającymi detektory typu RICH są pomiar prędkości (a nie pędu czy energii) i wynikająca z tego możliwość identyfikacji cząstek. Jednak te same własności posiadają detektory czasu przelotu cząstki (ang. „time-of-flight”, w skrócie TOF). Są to detektory o

A. Kisiel, *Detekcja Promieniowania Jonizującego*

najlepszej możliwej rozdzielczości pomiaru czasu w którym cząstka dotarła do detektora. Jeżeli dodatkowo zmierzmy z podobną dokładnością moment zajścia procesu emisji cząstki, to możemy wyznaczyć różnicę tych dwóch czasów, czyli właśnie „czas przelotu”. Tak dokładne określenie czasu emisji cząstki jest możliwe na przykład w sztucznie wywoływanych zderzeniach jądrowych, badanych w fizyce wysokich energii czy w fizyce zderzeń ciężkich jonów. Moment zajścia zderzenia jest wtedy po prostu momentem w którym dwa przeciwbieżne pakiety cząstek w akceleratorze spotkają się we wnętrzu detektora, lub rozpędzona przez akcelerator paczka cząstek uderzy w tarczę. Taki czas da się wyznaczyć z dokładnością lepszą niż 1 nanosekunda.

Detektor typu TOF znajduje się zwykle w odległości rzędu kilku metrów od punktu emisji cząstki (np. punktu zderzenia w akceleratorze). Znając tę odległość oraz czas przelotu cząstki, można wyznaczyć jej prędkość. Odległość jest zwykle znana z bardzo dobrą dokładnością (poniżej mm), stąd niepewność pomiaru prędkości jest determinowana przez niepewność pomiaru czasu. Istnieją detektory o rozdzielczości czasowej rzędu dziesiątek ps. Mogłoby się wydawać, że detektory RICH i TOF stanowią dla siebie konkurencję i można je stosować zamiennie, a wybór jednego z nich jest podyktowany czynnikami pozafizycznymi (np. kosztem). Można jednak zadać pytanie: przy zadanym pędzie cząstki, w którym detektor RICH jest w stanie odróżnić piony od kaonów, jaka musiałaby być rozdzielczość detektora TOF, aby dawał on podobną możliwość rozróżnienia obu typów cząstek? W tym sensie można mówić o „efektywnej rozdzielczości czasowej” detektorów RICH. Podany zostanie sposób jej obliczenia, co pozwoli na porównanie możliwości obu typów detektorów.

Można użyć relacji:

$$\beta c t = L \quad (9.15)$$

do obliczenia rozdzielczości czasowej:

$$\sigma_{\beta}/\beta = c \beta \sigma_t/L \quad (9.16)$$

co daje ostatecznie:

$$\sigma_t = k_r L/\beta c \quad (9.17)$$

Dla przykładowego detektora o długości 1.4 m wypełnionego gazem CF₄ daje to około 9.3 fs. Jest to wartość o kilka rzędów wielkości lepsza od standardowych wartości dla detektorów TOF. Oznacza to, że dla cząstek bardzo szybkich, to jest takich o dużej wartości współczynnika Lorentza γ detektory RICH mają wyraźną przewagę. Ich ograniczenia ujawniają się jednak przy mniejszych

wartościach prędkości. Aby w ogóle uzyskać efekt Czerenkowa dla wolniejszych cząstek należy użyć materiałów o dużym n – ciekłych lub w stanie stałym. Wtedy jednak traci się możliwość rozróżnienia cząstek o wyższych pędach. Z drugiej strony stosowanie substancji o stosunkowo małym n pozwala rozróżniać cząstki nawet o niezwykle wysokich energiach – rzędu setek GeV. Okazuje się więc, że detektory TOF i RICH uzupełniają się – te pierwsze stosuje się dla pędów niewiele wyższych niż te które umożliwiają identyfikację na podstawie pomiarów dE/dx (np. w detektorach gazowych lub krzemowych). Te drugie pozwalają na identyfikację dla jeszcze wyższych pędów, gdzie wszystkie inne techniki pomiarowe zawodzą.

Z kolei jeśli cząstka jest zidentyfikowana w inny sposób, to znaczy jest znana jej masa, to pomiar promienia Czerenkowa i jej prędkości można użyć do wyznaczenia pędu cząstki. Niepewność tego pomiaru wynosi:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \gamma^2 \frac{\sigma_\beta}{\beta} = \frac{k_r}{\beta^2} \left(\frac{p}{m} \right)^2 \quad (9.18)$$

Dla dużych mas pomiar ten może być bardziej dokładny niż ze standardowych metod wykorzystujących zakrzywienie w polu magnetycznym. Jeśli dostępne są oba typy pomiarów pędu, to są one niezależne, można je więc połączyć i uzyskać lepszą dokładność.

Typy detektorów RICH

Technika RICH nie określa, jakiej technologii używa się do wykrywania fotonów. Klasyfikuje się je więc na podstawie wyboru tej technologii:

I. Wielostopniowe Komory Lawinowe (ang. „Multi-Step Avalanche Chambers”, w skrócie MSAC), połączone z komorami proporcjonalnymi (ang. „Multi-Wire Proportional Chambers”, w skrócie MWPC). Odczyt z MWPC może być dokonany bezpośrednio z drutów na komorze, co daje szybkie detektory, lub przez odczyt optyczny światła z kaskad, zwykle przez matryce CCD, co powoduje relatywnie długi czas odczytu.

II. Detektory Slow-RICH, używające techniki TPC do odczytu dwuwymiarowego. W takich detektorach często używa się gazu aktywnego o nazwie TMAE

III. Detektory Fast-RICH z fotosensorem gazowymi lub będącymi ciałem stałym. Odczyt następuje w komorach typu MWPC lub MSAC ale z odczytem elektronicznym, bezpośrednio z

katod.

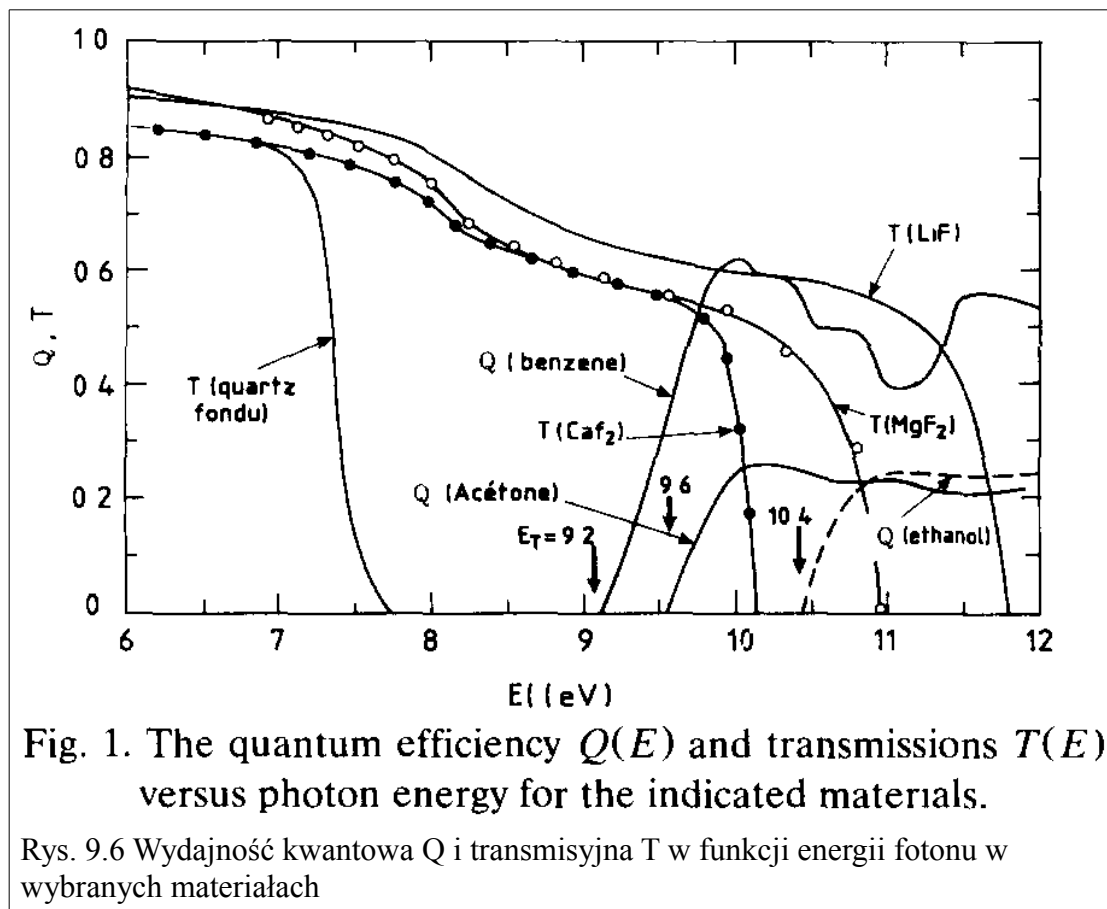


Fig. 1. The quantum efficiency $Q(E)$ and transmissions $T(E)$ versus photon energy for the indicated materials.

Rys. 9.6 Wydajność kwantowa Q i transmisyjna T w funkcji energii fotonu w wybranych materiałach

Ważnym parametrem detektora jest jego wydajność, rozumiana jako procent zmierzonego współczynnika N_0 do jego teoretycznie obliczonej wartości. Tę z kolei wyznacza się biorąc pod uwagę własności materiału aktywnego (definiującego górną i dolną granicę całkowania energii we wzorze (9.7)) oraz wartości współczynników radiacji Q , transmisji T i odbicia R . Przykład przebiegów takich funkcji w wybranych materiałach przedstawiony jest na rys. 9.6. Jak widać konieczne jest takie dobranie kombinacji substancji aktywnej i medium transmisyjnego, aby ich wydajności przekrywały się w jak największym obszarze.

Detektory typu MSAC mogą mieć kilka typów konstrukcji. Detektorem mogą być komory typu MWC lub komory iskrowe. Odczyt następuje albo poprzez cyfrowe sczytywanie drutów komory MWC, albo poprzez matryce CCD. Teoretyczne wartości N_0 zawierają się w przedziale od około 40 do 160 cm^{-1} . Jednak wydajności różnią się znacząco pomiędzy detektorami, zwykle osiągają 50-70% wartości teoretycznej. Osiągane rozdzielczości pomiaru kąta θ są rzędu kilku mrad, choć w niektórych konstrukcjach o dużych rozmiarach (8m) udało się osiągnąć rozdzielczość o dwa rzędy

wielkości lepszą.

Innym rodzajem konstrukcji są detektory z odczytem poprzez komorę projekcji czasowej TPC. Jest to prosty i tani detektor z odczytem dwuwymiarowym. Ma małą liczbę kanałów i jest wolny w porównaniu do innych stosowanych technik odczytowych. Oczekiwane wartości N_0 zawierają się w podobnym przedziale od 60 do 120 cm^{-1} . Rzeczywiste wydajności osiągają nawet wyższe wartości i często są większe niż 90%. Uzyskiwane rozdzielczości wynoszą od kilku do kilkunastu mrad, stosowanie bardzo dużych detektorów, o wielkości co najmniej 5m pozwala na zwiększenie tej rozdzielczości o rząd wielkości.

Jeżeli istotna jest szybkość działania detektora, stosuje się konstrukcje typu Fast-RICH. Fotony Czerenkowa powodują powstawanie w nim lawin, których ładunek jest szczytywany bezpośrednio przez siatkę katod. Detektor taki ma dużą liczbę kanałów. Aby nie pogorszyć jego własności czasowych, podłączona do niego elektronika również musi być szybka. Aby ograniczyć opóźnienia wynikające z przesyłania sygnałów jest ona często zintegrowana na samym detektorze. Jako że najważniejszą zaletą tych konstrukcji jest szybkość działania, również gaz w którym powstają lawiny musi dawać szybkie wzmocnienie.