

Для больших δ , вплоть до неск. сотен МэВ, используются т. н. ливневые спектрометры на основе слоистых систем, включающих слой тяжёлого вещества с высоким ат. номером Z (U, Pb), в к-рых происходит активное размножение электронов и γ -квантов, и слой, состоящие из кремневых П. д. (в виде мозаики для обеспечения большой площади), в к-рых регистрируются вторичные электроны и γ -кванты. Энергетич. разрешение слоистых ливневых спектрометров $\delta\epsilon$ пропорционально $\epsilon^{-1/2}$.

Спектрометрия л- и К-мезонов, протонов и лёгких ядер для небольших энергий, при к-рых пробеги частиц не превышают неск. мм, осуществляется с помощью Si-детекторов. Для малых ϵ из-за большой величины удельных ионизационных потерь $d\epsilon/dx$ существенна потеря частицей энергии во входном окне П. д. Поэтому здесь предпочтительнее использовать поверхность-барьерные кремниевые детекторы. Для α -частиц с $\epsilon = 5$ МэВ лучшее разрешение, достигнутое с использованием Si, составляет $\delta\epsilon \approx 8,5$ кэВ, что всё же в $\sim 1,5$ раза превышает предельное разрешение, обусловленное статистич. флуктуациями в числе носителей $\delta\epsilon_{No}$.

Для идентификации частиц по массе используется телескоп из двух (или более) П. д. — т. н. ($\Delta\epsilon - \epsilon$)-система (см. Телескоп счётчиков). Поскольку амплитуда сигнала $\Delta\epsilon$ -детектора пропорциональна $d\epsilon/dx \sim mZ^2/\epsilon$, то произведение амплитуд от $\Delta\epsilon$ - и ϵ -детекторов оказывается пропорциональным массе m регистрируемой частицы.

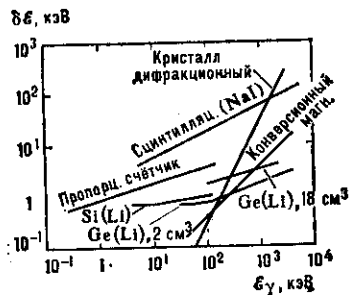
Для спектрометрии длиннопобежных частиц (с пробегами $R > 5$ мм в Si) применяют как одиночные «толстые» Si- и Ge-детекторы спец. конструкции, так и телескопы «тонких» П. д., имеющих суммарную толщину $\Sigma \Delta x_i > R$. Применение телескопов предпочтительнее перед одиночным «толстым» П. д., т. к.: 1) возможна идентификация частицы по массе по измеренным $\Delta\epsilon$ в отдельных П. д.; 2) возможен отбор случаев, когда частица испытывает ядерное взаимодействие или рассеяние; 3) лучшие временные характеристики. Однако с увеличением энергии частицы (пробега R) вероятность ядерного взаимодействия частицы с веществом П. д. растёт, что приводит к появлению «пьеDESTала» в спектре амплитуд. Предельные энергии, когда ещё применяют телескопы П. д., $\epsilon \approx 200-250$ МэВ (для протонов).

Спектрометрия тяжёлых ядер и осколков деления ядер имеет ту особенность, что в этом случае высока уд. ионизация. Это приводит к более медленному разделению положит. и отрицат. зарядов п, следовательно к большой вероятности рекомбинации зарядов на пути частицы, из-за чего возникает ошибка в определении энергии. Степень рекомбинации существенно зависит от ориентации траектории (трека) относительно электр. поля E . Ошибка меньше для трека, расположенного перпендикулярно силовым линиям электр. поля. Для уменьшения эффекта рекомбинации необходимо увеличивать напряжение U на П. д. При спектрометрии тяжёлых ядер и осколков деления важно также иметь мин. толщину входного окна.

Спектрометрия нейтронов осуществляется либо по протонам отдачи (в этом случае перед П. д. располагают водородсодержащую мишень), либо путём регистрации продуктов ядерной реакции, происходящей в самом П. д. или в тонком слое нейтронно-чувствит. материала, расположенного между двумя П. д. В последнем случае обычно используются реакции: ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^4\text{He} + t + 4,777\text{МэВ}$, ${}^3\text{He} + n \rightarrow p + t + 0,764\text{МэВ}$ (см. Нейтронные детекторы).

Для спектрометрии рентгеновских и γ -квантов при $\epsilon_\gamma < 100$ кэВ используются планарные Si-детекторы. Для $\epsilon_\gamma > 100$ кэВ применяются коаксиальные Ge(Li)-детекторы, а также HPGe-детекторы (до $\epsilon_\gamma \sim 10$ МэВ); Ge(Li)-детекторы обладают наилучшим разрешением по энергии: $\delta\epsilon = 1,7$ кэВ для $\epsilon_\gamma = 1$ МэВ (рис. 4).

Рис. 4. Зависимость разрешающей способности от энергии γ -квантов для γ -спектрометров разных типов.



С ростом ϵ_γ (от 10^1 до 10^6 кэВ, см. рис. 5) эффективность регистрации, осуществляемой по пику полного поглощения, падает, т. к. растёт вклад комptonовского фона, что затрудняет выделение слабых линий при исследовании многолинейчатых γ -спектров. В качестве гамма-спектрометров используются также П. д. на основе CdTe, GaAs, HgTe. Благодаря большому Z такие детекторы имеют большую эффективность регистрации (чем Ge-детекторы), но худшее энергетич. разрешение (из-за большей величины ϵ_γ , табл.). Эти П. д. используются также для регистрации сцинтилляц. излучения вместо фотоэлектронного умножителя в комбинации сцинтиллятор — фотодиод (см. Сцинтилляционный детектор).

Для $\epsilon_\gamma > 10$ МэВ процесс поглощения энергии в П. д. приобретает ливневый характер; вплоть до энергий порядка сотен МэВ для спектрометрии γ -квантов используются ливневые спектрометры на основе П. д. с радиаторами с большим Z .

П. д. обладают хорошим временным разрешением, сравнимым в нек-рых случаях с разрешением сцинтилляц. детекторов. Для планарных П. д. с $W = 1$ мкс время сбора носителей Δt , определяющее временное разрешение, порядка 10 нс.

Координатные полупроводниковые детекторы изготавливаются на основе Si. В т. н. резистивном П. д. координата x прохождения частицы через П. д. определяется по соотношению амплитуд сигналов (E и E_x/l), свимаемых с разных сторон П. д., на одной стороне к-рого нанесена металлич. плёнка, обладающая высокой однородностью по толщине (сопротивлению). Обычно это Au или Pd (рис. 6). Координатное разрешение составляет доли мм.

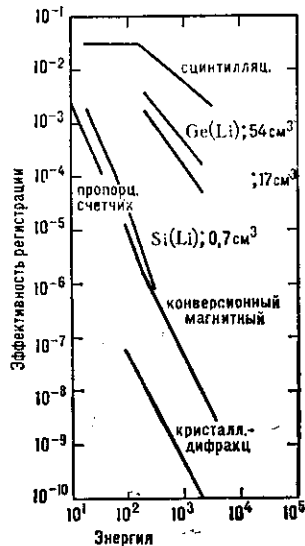


Рис. 5. Зависимость эффективности регистрации γ -квантов от ϵ_γ для разных γ -спектрометров.

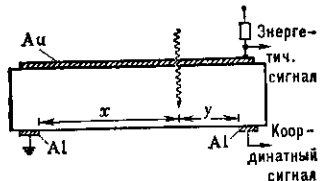


Рис. 6. Схема резистивного детектора ($l = x + y$).

В т. н. стриповых (полосковых) детекторах один из электродов выполнен в виде изолиров. полосок. Стриповые П. д. — одномерные координатные детекторы — обладают координатным разрешением $\Delta x \approx 20$ мкм,