

1200

15
M42



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С.В. Медведь, В.И. Москалев, Е.Б. Озеров

1200

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ФОНА
СЛУЧАЙНЫХ СОВПАДЕНИЙ

Дубна 1963 год

С.В. Медведь, Б.И. Москалев, Е.Б. Гаеров

120

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ФОНА
СЛУЧАЙНЫХ СОВПАДЕНИЙ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1969 год

Почти в любом физическом эксперименте, где для регистрации ядерных излучений применяется метод совпадений, изучаемое явление сопровождается фоном случайных совпадений. Обычно этот фон измеряется каким-либо косвенным образом (например, с помощью линии задержки). Однако в ряде случаев величина фона, полученная методом задержанных совпадений, содержит в себе некоторую систематическую ошибку, которая может исказить как результаты физических измерений, так и определяемые опытным путем параметры аппаратуры (в частности, разрешающее время схем совпадений).

Рассмотрим, например, опыт, в котором с помощью двух счетчиков измеряется скорость счета двойных совпадений в условиях фона, причем как полезные, так и фоновые загрузки счетчиков не зависят от времени. Пусть полная загрузка первого счетчика равна n_1 , второго - n_2 , а скорость счета истинных совпадений $p_{12 \text{ ист.}}$. Если загрузки обоих каналов достаточно малы, то есть соблюдается условие $n_i \theta_i \ll 1$ (где θ_i - длительность импульса), то скорость счета случайных совпадений, вызванных фоновой загрузкой, выражается формулой

$$p_{12 \text{ случ.}} = 2(n_1 - p_{12 \text{ ист.}})(n_2 - p_{12 \text{ ист.}})\tau, \quad (1)$$

где τ - разрешающее время схемы совпадений. Эффективность регистрации принята равной 1.

Теперь видоизменим опыт так, чтобы истинные совпадения стали невозможными, но загрузка счетчиков оставалась бы неизменной. Этого можно достигнуть либо введением достаточно большой ($> \theta_i$) электрической задержки в один из каналов схемы совпадений, либо изменением геометрии опыта. Измеренная в новых условиях скорость счета будет, очевидно, равна

$$p'_{12 \text{ случ.}} = 2n_1 n_2 \tau. \quad (2)$$

Рассмотрим соотношение полученных величин ^{/1/}:

$$k = \frac{p_{12 \text{ случ.}}}{p'_{12 \text{ случ.}}} \quad (3)$$

Подставляя сюда ^{/1/} и ^{/2/}, получим

$$k = \left(1 - \frac{p_{12 \text{ ист.}}}{n_1}\right) \left(1 - \frac{p_{12 \text{ ист.}}}{n_2}\right). \quad (4)$$

Очевидно, что k всегда меньше единицы, то есть скорость счета действительного числа случайных совпадений всегда меньше скорости счета случайных совпадений, измеряемых с помощью задержки. Это легко понять, так как в опытах с задержкой случайные совпадения образуются импульсами как от фоновой загрузки, так и от полезной. В опытах же без задержки случайные совпадения получают главным образом за счет фоновых импуль-

сов, так как большая часть импульсов полезной загрузки в обоих счетчиках совпадает между собой.

Отличие величины коэффициента k от единицы обычно не принимается во внимание, так как сама скорость счета случайных совпадений $p'_{12\text{случ.}}$ не превышает в большинстве случаев нескольких процентов от скорости счета истинных. В условиях же такого эксперимента, когда главной целью является получение количественных соотношений с высокой степенью точности, указанным отличием пренебрегать не следует, так как вносимая систематическая ошибка может выйти за пределы статистических отклонений определяемой в опыте скорости счета $p_{12\text{ист.}}$. Так, например, в работах [2] и [3] различие величин скоростей счета $p_{12\text{случ.}}$ и $p'_{12\text{случ.}}$ учитывается и приводятся численные коэффициенты применительно к описываемым экспериментам.

Выведем теперь выражения для коэффициента k через измеряемые во время опыта величины для нескольких часто встречающихся схем экспериментов.

1. Измерение ослабления пучка частиц

Эта схема (рис. 1) широко используется для измерения полных сечений взаимодействия заряженных частиц с нуклонами и ядрами. Группа счетчиков - телескоп 1 выделяет и мониторирует падающий на рассеиватель 3 пучок частиц. Счетчик 2 регистрирует прошедшие через рассеиватель частицы. В подобных опытах число случайных совпадений в телескопе невелико, так как обычно принимаются все меры по защите счетчиков от фона, а размеры самих счетчиков стараются сделать минимальными для уменьшения погрешности в определении направления падающего пучка. Кроме того, если измерения ведутся при постоянной интенсивности пучка, то скорость счета случайных совпадений в телескопе тоже постоянна и не сказывается на результатах относительных измерений. Поэтому будем предполагать, что телескоп считает со скоростью p_1 только падающий пучок.

Одиночный счетчик 2 выбирается обычно больших размеров, чем счетчики телескопа. Это вызвано требованием регистрации частиц, отклонившихся от первоначального направления на малые углы в результате многократного рассеяния. Кроме того, по условиям опыта счетчик 2 не может быть защищен от фона достаточно хорошо со всех сторон. В реальных экспериментах это приводит к тому, что его загрузка много больше счета истинных совпадений: $n_2 \gg p_{12\text{ист.}}$. Поэтому в выражении (4) вторую скобку можно считать равной единице и тогда

$$k = 1 - \frac{p_{12\text{ист.}}}{p_1} \quad (5)$$

Используя определение k из формулы (3) и учитывая очевидное равенство $p_{12\text{ист.}} = p_{12} - p_{12\text{случ.}}$, найдем окончательный вид поправочного коэффициента k для опыта по ослаблению пучка

$$k = \frac{p_1 - p_{12}}{p - p'_{12\text{случ.}}} \quad (6)$$

куда входят величины, целиком определяемые из опыта.

Процедура измерения ослабления пучка состоит из четырех последовательных серий определения скорости счета совпадений p_{12} . Две из них проводятся с помещенным в пучок рассеивателем (попеременно с задержкой во втором канале и без нее) и две серии - без рассеивателя для определения полной эффективности счетчика 2. Степень ослабления q пучка рассеивателем находится по формуле

$$q = \frac{p_{12 \text{ ИСТ.}}}{q^0 p_1^0}$$

где $q^0 = \frac{p_{12 \text{ ИСТ.}}^0}{p_1^0}$ (индексом 0 отмечены величины, измеренные без рассеивателя в пучке).

Телескоп 1 является одновременно монитором пучка, и все скорости счета нормируются на p_1 , поэтому $p_1^0 = p_1$, и величину ослабления пучка q можно записать следующим образом

$$q = \frac{p_{12 \text{ ИСТ.}}}{p_{12 \text{ ИСТ.}}^0} = \frac{p_{12} - k p'_{12 \text{ СЛУЧ.}}}{p_{12}^0 - k^0 p'_{12 \text{ СЛУЧ.}}}$$

Следует отметить, что при подобных измерениях большие преимущества дает использование отдельной идентичной схемы совпадений с постоянно включенной линией задержки, которая определяет скорость $p'_{12 \text{ СЛУЧ.}}$ одновременно со счетом p_{12} схемой совпадений без задержки p_{12} .

2. Измерение кривой разрешения по одному из счетчиков телескопа

Схема опыта приведена на рис. 2. Для снятия кривой разрешения по одному из счетчиков телескопа в канал этого счетчика (на рисунке счетчика 4) вводится переменная электрическая задержка ЛЗ и измеряется скорость счета телескопа $p(t)$, где t - время задержки. Типичная зависимость $p(t)$ показана на рис. 3 сплошной линией.

Наряду с истинными совпадениями телескоп считает некоторое количество случайных, что в какой-то мере искажает форму кривой разрешения. Это не очень существенно, когда кривые разрешения снимаются лишь для оценки характеристик применяемой аппаратуры, но искажения могут внести ошибки в полученные величины, если по форме кривой разрешения изучается какое-либо явление (энергетические спектры частиц, временные параметры ФЭУ и т.д.). Поэтому представляет интерес попытаться определить кривую истинных совпадений $p_{\text{ИСТ.}}(t)$ из измерений зависимости $p(t)$.

Очевидно, что при любой задержке t , внесенной в канал, выполняется равенство

$$p(t) = p_{\text{ИСТ.}}(t) + p_{\text{СЛУЧ.}}(t). \quad (7)$$

Рассмотрим его для двух крайних случаев: в отсутствие задержки ($t = 0$) и при достаточно большой задержке, когда истинные совпадения практически полностью исключены (условно обозначим $t = \infty$). Пусть скоростью счета случайных совпадений в первом случае

($t = 0$) можно пренебречь, то есть $p(0) = p_{\text{ист.}}(0)$. Вариант задачи, когда скоростью счета случайных совпадений пренебрегать нельзя, рассматривается ниже.

Во втором случае ($t = \infty$) телескоп будет регистрировать только случайные совпадения, то есть $p(\infty) = p_{\text{случ.}}(\infty)$. Очевидно, скорость счета их будет пропорциональна нагрузке счетчиков, в каналах которых нет временного сдвига, то есть $p(0)$. По мере уменьшения задержки t скорость счета случайных совпадений будет тоже уменьшаться, оставаясь пропорциональной $p(0) - p_{\text{ист.}}(t)$. Поправочный коэффициент $k(t) = \frac{p_{\text{случ.}}(t)}{p_{\text{случ.}}(\infty)}$ в этом случае можно будет записать как

$$k(t) = \frac{p(0) - p_{\text{ист.}}(t)}{p(0)} \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), получим

$$p(t) = p_{\text{ист.}}(t) + k(t)p(\infty),$$

откуда путем несложных преобразований можно получить выражение для $p_{\text{ист.}}(t)$:

$$p_{\text{ист.}}(t) = p(0) \frac{p(t) - p(\infty)}{p(0) - p(\infty)} = A[p(t) - p(\infty)]. \quad (9)$$

Из (9) видно, что истинная кривая получается из измеренной кривой разрешения путем простого линейного преобразования. Кривая $p_{\text{ист.}}(t)$, рассчитанная по формуле (9), показана на рис. 3 пунктиром.

Аппроксимируем зависимость $p(t)$ в виде трапеции с шириной верхнего основания $2a$, нижнего $2b$, а разрешающее время τ определим как полуширину фигуры на высоте. Можно показать, что разрешающее время $\tau_{\text{ист.}}$ для кривой истинных совпадений при этом окажется равным:

$$\tau_{\text{ист.}} = \tau - \frac{p(\infty)}{p(0)} \cdot \frac{b - a}{2}.$$

Теперь разберем случай, когда скоростью счета случайных совпадений в телескопе при отсутствии временных сдвигов пренебрегать нельзя. В качестве примера рассмотрим телескоп, состоящий всего из двух счетчиков, в условиях сильной фоновой загрузки. Пусть интенсивность падающего пучка (пока неизвестная нам) будет n , а фоновые загрузки счетчиков - n_1 и n_2 . Начнем вводить задержку. Как скорость счета истинных совпадений, так и скорость счета случайных будут, очевидно, функциями задержки t . Обозначим их, соответственно, $p_{\text{ист.}}(t) = n(t)$ и $p_{\text{случ.}}(t)$.

При отсутствии сдвига между счетчиками телескоп будет считать совпадения со скоростью

$$p(0) = p_{\text{ист.}}(0) + p_{\text{случ.}}(0) = n(0) + 2n_1 n_2 \tau. \quad (10)$$

При достаточно большом сдвиге (условно, $t = \infty$) скорость счета изменится и составит

$$p(\infty) = p_{\text{случ.}}(\infty) = 2[n(0) + n_1][n(0) + n_2]\tau$$

или

$$p(\infty) = 2[n^2(0) + n_1 n(0) + n_2 n(0) + n_1 n_2]\tau.$$

Так как мы рассматриваем опыт в условиях сильной фоновой загрузки, то членом $n^2(0)$ можно пренебречь по сравнению с другими слагаемыми. Тогда

$$p(\infty) = 2n(0)(n_1 + n_2)r + 2n_1 n_2 r. \quad (11)$$

Теперь составим выражение для скорости счета при малом сдвиге между счетчиками:

$$p(t) = p_{\text{ист.}}(t) + p_{\text{случ.}}(t) = n(t) + 2[n(0) - n(t) + n_1][n(0) - n(t) + n_2]r.$$

Раскрывая скобки и пренебрегая малыми членами, как это было сделано при вычислении $p(\infty)$, получим

$$p(t) = n(t) + 2n(0)(n_1 + n_2) \frac{n(0) - n(t)}{n(0)} r + 2n_1 n_2 r. \quad (12)$$

Второй член в этом выражении задает скорость счета случайных совпадений, пропорциональную числу частиц падающего пучка, не участвовавших в образовании истинных совпадений. По структуре он подобен аналогичным членам из формул, выведенных ранее.

При сравнении выражений (10)–(12) видно, что всюду входит слагаемое $2n_1 n_2 r$, не зависящее от временного сдвига между счетчиками. Чтобы его определить, поставим еще один опыт: при любом сдвиге t каким-либо образом исключим истинные совпадения, например, изменением геометрии опыта. При сохранении неизменными фоновых загрузок измеренная скорость счета совпадений в таком опыте определит величину $2n_1 n_2 r$. Зная $n(0)$ и $2n_1 n_2 r$, можно определить вид кривой разрешения для истинных совпадений, пользуясь формулой (9).

З а к л ю ч е н и е

Все приведенные выше соотношения были получены для непрерывного немодулированного по интенсивности падающего пучка. Однако в наиболее часто встречающихся случаях (работа на циклических ускорителях) пучки частиц имеют сложную временную структуру, характеризуемую двумя периодами: $T_{\text{микро}}$ — периодом высокочастотного ускоряющего напряжения и $T_{\text{макро}}$ — длительностью цикла ускорения. В этих случаях выведенные ранее соотношения остаются справедливыми при соблюдении одного из следующих условий:

1. Микроимпульс интенсивности имеет вид прямоугольника с длительностью Δ , значительно большей, чем разрешающее время r схем совпадений, а измерения фона выполнены с временным сдвигом t при $m T_{\text{микро}} < t < m T_{\text{микро}} + \Delta$, где $m = 0, 1, 2, \dots$
2. Разрешающее время схемы совпадений значительно больше периода микроструктуры, например, в случае схемы с использованием газоразрядных счетчиков; при фоновых измерениях в этом случае временной сдвиг не должен превышать длительности макроимпульса интенсивности пучка.

В других случаях в выражения для поправочных коэффициентов войдут как форма микроимпульса интенсивности пучка, так и отношение его длительности к разрешающему времени схемы совпадений.

1. E.M. Littman, Rev. Sci. Instr. 21 780 (1950).
2. В.П. Дзюлопов и В.И. Москален, ДАН СССР 110, 539 (1956).
3. F.P. Chen, C.P.J. Lovitt, and A.M. Shapiro, Phys. Rev. 99 857 (1955).
4. С.В. Медведь. Дипломная работа. ИЯП АН СССР (1954).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 февраля 1963 года.

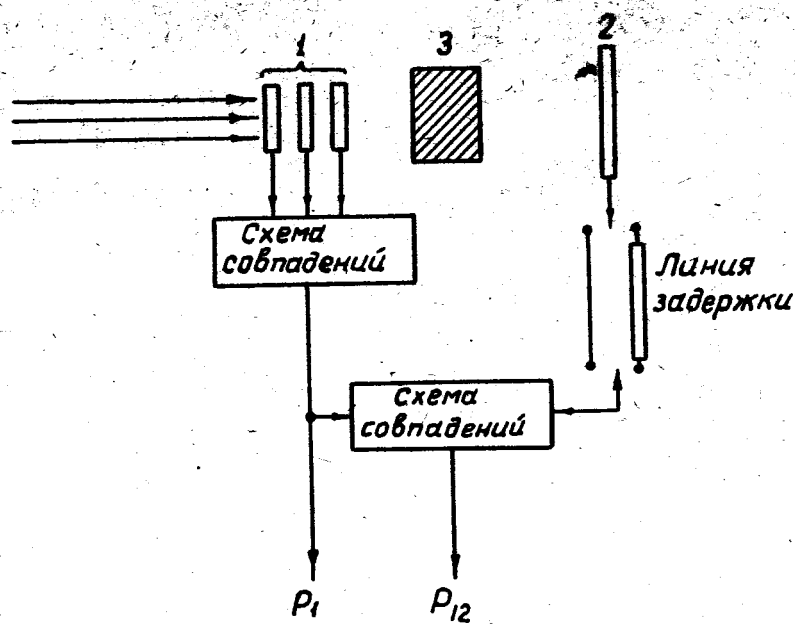


Рис. 1.

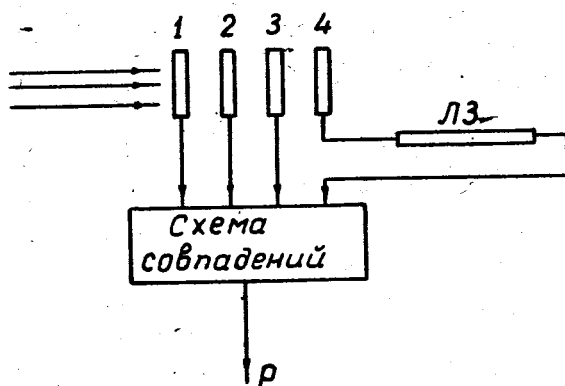


Рис. 2.

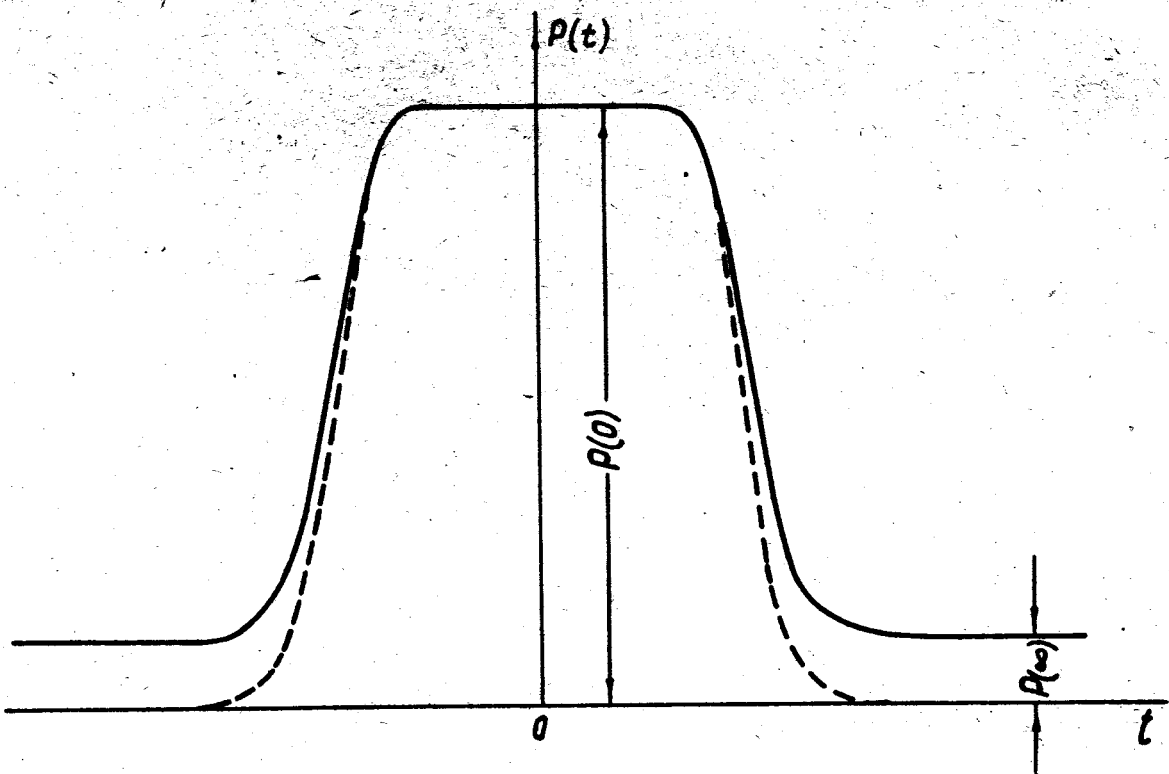


Рис. 3.