



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

52/83

31-83

P13-82-637

Ф.Балестра*, Р.Гарфаньини*, В.И.Ляшенко,
В.А.Панюшкин, Г.Пираджино*, Д.Б.Понтекорво,
И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков

АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ
ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ
РЕГИСТРАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ
ГОДОСКОПИЧЕСКИМ ДЕТЕКТОРОМ ЧАСТИЦ,
РАССЕЯННЫХ В ПРОТЯЖЕННОЙ МИШЕНИ

* Туринский институт физики, Туринская секция
Национального института ядерных исследований,
Италия.

В работах Альбу и др.^{1/} и Ангелеску и др.^{2/} выполнены расчеты геометрической эффективности регистрации одной заряженной частицы, рассеянной в протяженной мишени на любой заданный угол. Приведенные в этих работах результаты относятся к цилиндрическому годоскопическому детектору, состоящему из сцинтилляционных счетчиков, который используется в системе управления стримерного спектрометра высокого давления ОИЯИ^{3/}. Пучок частиц /пионов или мюонов/ от ускорителя проходит через стримерную камеру, причем центральные частицы пучка идут в медианной плоскости цилиндрической камеры вдоль ее диаметра. Соответствующая схема приведена на рис. 1. При прохождении рассеянной частицы через один из годоскопических счетчиков и при отсутствии импульса в счетчике антисовпадения /№6/ на выходе пучка из камеры возникает импульс, который поступает на следующую ступень электронной схемы управления стримерной камерой. Указанные расчеты были выполнены с помощью метода Монте-Карло. При этом учитывалось, что плотность вероятности рассеяния падающих частиц в чувствительном объеме стримерной камеры была постоянной вдоль всего пути следования пучка в камере.

В настоящей работе также описана методика расчета геометрической эффективности регистрации рассеянных частиц в цилиндрическом годоскопическом детекторе. При этом, однако, уточнены используемые довольно громоздкие формулы расчета и приводится их подробный вывод. Кроме того, поскольку, как указывалось, плотность вероятности взаимодействия падающих частиц с мишенью - наполняющим газом стримерной камеры - не зависит от расположения точки взаимодействия, то при вычислении среднего значения геометрической эффективности для выбранной чувствительной зоны область интегрирования разбивалась на ячейки и интегрирование выполнялось стандартным методом Симпсона, а не методом Монте-Карло. При этом точность вычисления никак не зависит от возможных статистических флуктуаций в распределении разыгранных событий, как в случае метода Монте-Карло.

Геометрическая эффективность $\epsilon_V(\theta)$ регистрации частицы, рассеянной в какой-либо точке V на заданный угол θ , определяется как отношение эффективного телесного угла $\Delta\Omega_{eff}$, в котором действительно может зарегистрироваться частица, к общему телесному углу, равному $2\pi \sin\theta \Delta\theta$. Поскольку множество возможных траекторий рассеянной частицы образует поверхность круглого конуса, то указанная геометрическая эффективность $\epsilon_V(\theta)$ равна отношению соответствующего азимутального угла $\Delta\phi$ к 2π . Схема на рис. 2 иллюстрирует рассеяние частицы в точке V на угол θ в точку 1

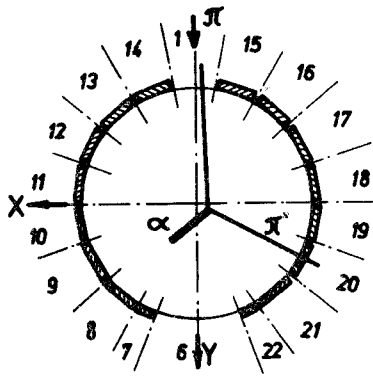


Рис.1. Схема расположения на пучке пионов сцинтилляционных счетчиков цилиндрического годоскопического детектора стримерного спектрометра высокого давления ОИЯИ.

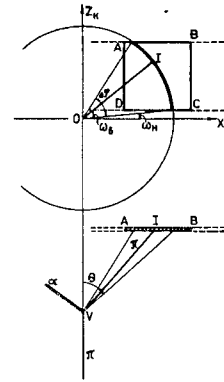


Рис.2. Схема, иллюстрирующая рассеяние частицы /pi-мезона/ в точке V на угол theta в точку I плоского счетчика ABCD.

плоского счетчика ABCD. Из рисунка ясно, что геометрическая эффективность регистрации частицы одиночным счетчиком равна $\Delta\phi/2\pi$.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦЫ, РАССЕЯННОЙ В ЗАДАННОЙ ТОЧКЕ МИШЕНИ НА ЗАДАННЫЙ УГОЛ

Для расчетов будем считать пучок входящих в камеру частиц коллимированным таким образом, что траектории частиц распределены равномерно в объеме усеченного конуса, высота которого перпендикулярна цилиндрической поверхности годоскопического детектора. Радиусы оснований конуса RF1 /на входе в чувствительную зону камеры/ и RF2 /на выходе из чувствительной зоны/ определяют расходимость пучка падающих частиц и входят в расчеты в качестве начальных параметров. Величины RF1 и RF2 задаются для каждого конкретного эксперимента. Также задается протяженность чувствительной зоны камеры, т.е. высота усеченного конуса.

Для расчетов мы примем в качестве исходной правую прямоугольную систему координат /рис.3/ с центром в середине цилиндрического детектора. Ось Y направлена вдоль оси пучка падающих частиц, ось Z совпадает с осью цилиндрического детектора и перпендикулярна медианной плоскости детектора, в которой расположена ось X. Если частица входит в чувствительную зону камеры в точке E1 {r sin beta, -AM, r cos beta}, то ее траектория выходит из чувствительной

зоны в точке E2 {r * (RF2 / RF1) * sin beta, AL, r * (RF2 / RF1) * cos beta}. Следовательно, направляю-

щие косинусы траектории входящей частицы равны

$$l = \frac{r}{AL + AM} \cdot \left(\frac{RF2}{RF1} - 1 \right) \cdot \sin \beta \cdot \left[\frac{r^2 \left(\frac{RF2}{RF1} - 1 \right)^2}{(AL + AM)^2} + 1 \right]^{-1/2},$$

$$m = \left[\frac{r^2 \left(\frac{RF2}{RF1} - 1 \right)^2}{(AL + AM)^2} + 1 \right]^{-1/2},$$

$$n = \frac{r}{AL + AM} \cdot \left(\frac{RF2}{RF1} - 1 \right) \cos \beta \cdot \left[\frac{r^2 \left(\frac{RF2}{RF1} - 1 \right)^2}{(AL + AM)^2} + 1 \right]^{-1/2}.$$

Здесь l, m и n - направляющие косинусы относительно осей X, Y и Z, соответственно. Таким образом, при указанных выше допущениях направление (l, m, n) траектории, входящей в камеру частицы, однозначно определяется координатами точки входа E1 {r cos beta, r sin beta}. Следовательно, координаты любой точки {X0, Y0, Z0}, лежащей на этой траектории, зависят еще только от расстояния до точки входа. При заданных r и beta можно выразить координаты X0 и Z0 параметрически через Y0 следующим образом:

$$X_0 = r \cdot \sin \beta + \frac{l}{m} (Y_0 + AM),$$

$$Y_0 = Y_0,$$

$$Z_0 = r \cdot \cos \beta + \frac{n}{m} (Y_0 + AM).$$

Пусть частица из пучка претерпевает взаимодействие внутри чувствительной зоны камеры в точке V /рис.3/ и рассеивается на угол theta. Введем систему координат, связанную с конусом рассеяния, образованным всевозможными траекториями рассеянной частицы, с центром в точке рассеяния. Ось Yk направим вдоль оси конуса /координаты, заданные в этой системе координат, снабдим для определенности индексом "k" /. В таком случае уравнение конуса, как известно, выглядит следующим образом:

$$X_k^2 + Z_k^2 = Y_k^2 \cdot (\operatorname{tg} \theta)^2.$$

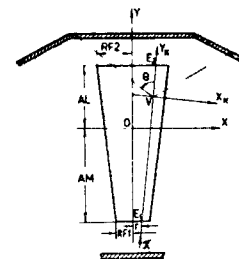
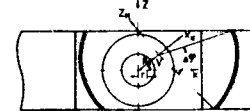


Рис.3. Взаимное расположение исходной системы координат с центром O в середине цилиндрического детектора и системы координат "K" с центром в точке рассеяния пиона V.

Направление оси X_k /и/, соответственно, оси Z_k //, в принципе, можно выбрать произвольно, но для дальнейшего оказывается удобным задать его таким, чтобы ось X_k была направлена от оси детектора и лежала в одной плоскости с центром системы координат "К" и осью Y исходной системы координат, т.е. с осью пучка падающих на камеру частиц. Ось Z_k имеет направление, соответствующее тому, что система координат "К" - правая прямоугольная. Таким образом, мы полностью задали положение системы координат, связанной с конусом рассеяния, относительно исходной системы, связанной с цилиндрическим детектором.

Для того, чтобы найти интересующие нас точки пересечения конуса с окружностями, лежащими в основаниях цилиндрического детектора, можно решить систему из уравнения /3/ и уравнения цилиндра $X^2 + Y^2 = R^2$, предварительно выразив все координаты в одной системе координат /связанной, например, либо с конусом рассеяния, либо с цилиндрическим детектором/. При этом получится уравнение четвертой степени, которое решается довольно сложно.

В настоящей работе несколько иначе определяются точки пересечения конуса рассеяния с детектором. Дело в том, что часто цилиндрические детекторы набираются из различных элементов, например, плоских счетчиков разных типов и размеров. Поэтому представляет интерес геометрическая эффективность регистрации для каждого отдельного элемента. Форма детектора может к тому же не быть круглой. Поэтому для большей общности расчетов имеет смысл представить цилиндрический детектор в виде совокупности плоских элементов, число и размеры которых определяются истинной формой детектора и желаемой точностью расчетов и задаются в качестве исходных данных для соответствующих программ расчетов. Далее последовательно вычисляется геометрическая эффективность регистрации частиц для каждого отдельного плоского элемента. При этом все уравнения решаются точно. Конкретные расчеты мы будем проводить для цилиндрического детектора стримерной камеры высокого давления /СКВД/ ОИЯИ^{3/}, чтобы сравнить наши результаты с полученными ранее. Годоскопический детектор СКВД состоит из 14 плоских прямоугольных сцинтилляционных счетчиков, регистрирующих рассеянные в рабочем объеме камеры пионы. Высота счетчиков равна $H = 116$ мм, Z - координаты оснований /горизонтальных сторон/ счетчиков задаются в системе координат, связанной с цилиндрическим годоскопом, и равны $-H/2$ и $+H/2$.

Задача состоит в том, чтобы для каждого счетчика вычислить в системе конуса рассеяния "К" азимутальный угол, соответствующий длине дуги, по которой конус рассеяния пересекает данный счетчик.

Уравнение плоскости одного счетчика цилиндрического детектора в системе координат цилиндра сводится к уравнению прямой:

$$Y = kX + b, \quad /4/$$

где $k = (Y_2 - Y_1) / (X_2 - X_1)$ и $b = Y_1 - X_1(Y_2 - Y_1) / (X_2 - X_1)$. Здесь (X_1, Y_1) и (X_2, Y_2) - координаты двух вертикальных сторон счетчика в системе цилиндра. В табл.1 приведены данные для всех счетчиков цилиндрического годоскопа СКВД ОИЯИ. Нумерация счетчиков и обозначения в табл.1 соответствуют обозначениям, принятым в экспериментах, проводимых с СКВД для исследования рассеяния заряженных пионов на гелии^{4,5/}, и отражены на рис.1. Номер "11" присвоен входному окну стримерной камеры, счетчик "6" на выходе включается на антисовпадения, счетчики "7" и "22", как правило, отключены от электронной схемы управления стримерной камерой.

Уравнение конуса /3/ можно выразить в системе цилиндра, если учесть, что для конуса с вершиной в точке $V(X_V, Y_V, Z_V)$ направляющие косинусы осей X_k , Y_k и Z_k относительно осей X , Y и Z системы координат цилиндра определяются /что ясно из рис.3/ соотношениями, приведенными в табл.2.

Уравнение для координат X , Y , Z точек на поверхности конуса приобретает в таком случае вид

$$[l_1(X - X_V) + m_1(Y - Y_V) + n_1(Z - Z_V)]^2 + [l_3(X - X_V) + m_3(Y - Y_V) + n_3(Z - Z_V)]^2 = R^2 /5/$$

$$= [l_2(X - X_V) + m_2(Y - Y_V) + n_2(Z - Z_V)]^2 \cdot \text{tg}^2 \Theta.$$

Это уравнение удобно преобразовать для дальнейшего к следующему виду:

$$a_{11}X^2 + 2a_{12}XY + a_{22}Y^2 + 2a_{13}X + 2a_{23}Y + a_{33} = 0, \quad /6/$$

где

$$a_{11} = l_1^2 + l_3^2 - l_2^2 \text{tg}^2 \Theta; \quad a_{12} = l_1 m_1 + l_3 m_3 - l_2 m_2 \text{tg}^2 \Theta;$$

$$a_{22} = m_1^2 + m_3^2 - m_2^2 \text{tg}^2 \Theta; \quad a_{13} = -[X_V a_{11} + Y_V a_{12} + (Z_V - Z)(l_1 n_1 + l_3 n_3 - l_2 n_2 \text{tg}^2 \Theta)];$$

$$a_{23} = -[Y_V a_{22} + X_V a_{12} + (Z_V - Z)(m_1 n_1 + m_3 n_3 - m_2 n_2 \text{tg}^2 \Theta)], \quad /7/$$

$$a_{33} = [X_V^2 \cdot a_{11} + Y_V^2 \cdot a_{22} + (Z_V - Z)^2 (n_1^2 + n_3^2 - n_2^2 \text{tg}^2 \Theta) +$$

$$+ 2X_V Y_V a_{12} + 2X_V (Z_V - Z)(l_1 n_1 + l_3 n_3 - l_2 n_2 \text{tg}^2 \Theta) +$$

$$+ 2Y_V (Z_V - Z)(m_1 n_1 + m_3 n_3 - m_2 n_2 \text{tg}^2 \Theta)].$$

Если положить в уравнении /6/ Z равным Z -координате верхнего или нижнего основания счетчика, то совместно с уравнением /4/ оно определяет X - и Y -координаты соответствующих точек пересечения конуса с основаниями счетчика. Z -координаты точек пересечения конуса с вертикальными сторонами счетчика можно определить, если положить в /6/ $X = X_1$, $Y = Y_1$ /или X_2 и Y_2 /, соответственно. В том случае, если обе /верхняя и нижняя/ определенные таким об-

Таблица 1

Номер счетчика	ϕ_1 , град.	X_1 , мм	Y_1 , мм	ϕ_2 , град.	X_2 , мм	Y_2 , мм	$\Delta\phi$, град.
6	110,33	-104,25	281,30	69,67	104,25	281,30	40,66
7	69,67	104,25	281,30	59,15	153,85	257,54	10,52
8	59,15	153,85	257,54	39,17	232,59	189,48	19,98
9	39,17	232,59	189,48	19,19	283,33	98,62	19,98
10	19,19	283,33	98,62	359,21	299,97	-4,12	19,98
11	359,21	299,97	-4,12	339,24	280,52	-106,35	19,98
12	339,24	280,52	-106,35	319,26	227,30	-195,79	19,98
13	319,26	227,30	-195,79	299,28	146,73	-261,67	19,98
14	299,28	146,73	-261,67	279,30	48,50	-296,05	19,98
1	279,30	48,50	-296,05	260,70	-48,50	-296,05	18,61
15	260,70	-48,50	-296,05	240,72	-146,73	-261,67	19,98
16	240,72	-146,73	-261,67	220,74	-227,30	-195,79	19,98
17	220,74	-227,30	-195,79	200,76	-280,52	-106,35	19,98
18	200,76	-280,52	-106,35	180,79	-299,97	-4,12	19,98
19	180,79	-299,97	-4,12	160,81	-283,33	98,62	19,98
20	160,81	-283,33	98,62	140,83	-232,59	189,48	19,98
21	140,83	-232,59	189,48	120,85	-153,85	257,54	19,98
22	120,85	-153,85	257,54	110,33	-104,25	281,30	10,52

Таблица 2

	X	Y	Z
X_k	$l_1 = m \sin \beta$	$m_1 = -\sqrt{1 - m^2}$	$n_1 = m \cdot \cos \beta$
Y_k	$l_2 = l$	$m_2 = m$	$n_2 = n$
Z_k	$l_3 = -\cos \beta$	$m_3 = 0$	$n_3 = \sin \beta$

разом точки лежат внутри интервалов $[X_1, X_2]$ и $[Y_1, Y_2]$ или находятся на одной вертикальной стороне счетчика, то можно вычислить соответствующие им азимутальные углы ω_B и ω_H в системе координат конуса "К" и углы ϕ_B , ϕ_H в системе цилиндра, учитывая, что

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_k = Y_k \cdot \operatorname{tg} \Theta \cdot \cos \omega \\ X_k = Y_k \cdot \operatorname{tg} \Theta \cdot \sin \omega \\ X = R \cos \phi \\ Y = R \sin \phi \end{array} \right. \quad /8/$$

или

$$\begin{aligned} & [l_2(X - X_V) + m_2(Y - Y_V) + n_2(Z - Z_V)] \operatorname{tg} \Theta \cdot \cos \omega - [l_3(X - X_V) + m_3(Y - Y_V) + \\ & \quad + n_3(Z - Z_V)] = 0, \\ & [l_2(X - X_V) + m_2(Y - Y_V) + n_2(Z - Z_V)] \operatorname{tg} \Theta \cdot \sin \omega - [l_1(X - X_V) + \\ & \quad + m_1(Y - Y_V) + n_1(Z - Z_V)] = 0, \quad /9/ \\ & X - R \cos \phi = 0, \\ & Y - R \sin \phi = 0. \end{aligned}$$

Величина разности между ω_B и ω_H и определяет искомую геометрическую эффективность регистрации частицы, рассеянной в точке $V\{X_V, Y_V, Z_V\}$ на угол Θ , прямоугольным счетчиком высотой H с координатами вертикальных сторон $\{X_1, Y_1\}$ и $\{X_2, Y_2\}$. Разумеется, конус рассеяния может пересечь данный счетчик в нескольких точках. В таком случае общая эффективность определяется суммой разностей между азимутальными углами для соответствующих пар точек пересечения.

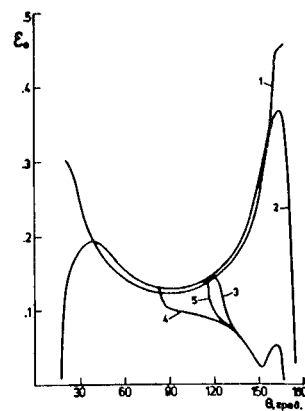


Рис. 4. Графики зависимости от угла рассеяния Θ геометрической эффективности регистрации заряженной частицы ϵ_g . 1 — заряженная частица рассеивается в одной точке в центре стримерного спектрометра: $X_V = Y_V = Z_V = 0$. 2 — усредненная кривая, соответствующая рассеянию частиц во всем чувствительном объеме стримерной камеры. 3 — кривая, учитывающая попадание α -частицы в счетчик антисовпадения, $E_\pi = 200$ МэВ. 4 — кривая, учитывающая попадание ядра ${}^3\text{He}$ в счетчик антисовпадения, $E_\pi = 200$ МэВ. 5 — то же, что кривая 4, но при $E_\pi = 145$ МэВ.

Проверяя один за другим все входящие в цилиндрический детектор счетчики, можно определить полную геометрическую эффективность регистрации частицы, рассеянной на угол Θ в точке V. На рис. 4 для иллюстрации приведен график зависимости от Θ_π геометрической эффективности $\epsilon_{V\Theta}$ при $X_V=Y_V=Z_V=0$ для стримерного спектрометра ОИЯИ.

УСРЕДНЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ $\epsilon_{V\Theta}$ ПО ВСЕМУ ОБЪЕМУ, ОКРУЖЕННОМУ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ДЕТЕКТОРОМ

Значение ϵ_Θ , усредненное по всему объему V чувствительной зоны, окруженной цилиндрическим детектором, равно

$$\bar{\epsilon}_\Theta = \frac{1}{V} \iiint \epsilon_{V\Theta} dx dy dz. \quad /10/$$

В работах^{1,2/} интеграл /10/ оценивался методом Монте-Карло. Разыгрывались координаты точек взаимодействия частиц в заданной чувствительной зоне стримерной камеры. При этом траектории падающих частиц считались все параллельными. Для каждого разыгранного случая разыгрывался еще и азимутальный угол ω_1 в интервале углов от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Для таким образом определенных координат X_V, Y_V, Z_V и ω_1 и заданного угла рассеяния Θ_π выяснялось, пересекает ли траектория рассеянного пиона какой-либо счетчик цилиндрического детектора. В таком случае данному разыгранному событию приписывался вес $W_1=1$. В противном случае $W_1=0$. Та же процедура производилась для азимутального угла $\omega_2=\omega_1+\pi$. Общий вес для данного угла рассеяния Θ_π и точки взаимодействия $\{X_V, Y_V, Z_V\}$ принимался равным $W = \frac{1}{2}(W_1 + W_2)$. Суммарный вес для всех разыгранных событий $\sum W_i$, отнесенный к общему числу разыгранных событий, и определял ϵ_Θ для заданного угла рассеяния Θ_π и заданной чувствительной зоны камеры.

В настоящей работе подход к вычислению каждого угла $\Delta\phi$ иной, и описан в предыдущем разделе. Интеграл /10/ оценивался методом Симпсона. Поскольку, как было показано ранее, координаты точки взаимодействия зависят только от γ, β и $\mathcal{L}=Y_V$ /рис.3/, то для вычисления интеграла /10/ области интегрирования по γ, β и \mathcal{L} разбивались на n_γ, n_β и $n_{\mathcal{L}}$ равные ячейки, соответственно, и $\epsilon_{V\Theta}$ вычислялась для точек взаимодействия, соответствующих узлам полученной сетки интегрирования. Значения n_γ, n_β и $n_{\mathcal{L}}$ задавались как исходные параметры для программы расчета. Вычисления проводились для значений $0 \leq \beta \leq 90^\circ$ вследствие симметрии задачи. Для оценки точности вычисления строились графики зависимости $\bar{\epsilon}_\Theta$ от n_γ, n_β и $n_{\mathcal{L}}$ при нескольких углах Θ . Такие графики приведены на рис.5. Как видно, при значениях $n_\gamma > 2, n_\beta > 2$ и $n_{\mathcal{L}} > 10$ величина $\bar{\epsilon}_\Theta$ уже не меняется.

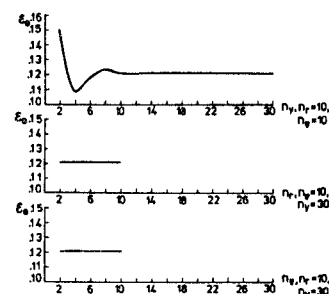


Рис.5: Графики зависимости геометрической эффективности от количества ячеек n_γ, n_β и $n_{\mathcal{L}}$.

На рис.4 приведен для стримерной камеры высокого давления ОИЯИ график зависимости $\bar{\epsilon}_\Theta$ от Θ_π , вычисленный описанным выше методом. Он совпадает в пределах статистических ошибок с графиком, рассчитанным методом Монте-Карло и приведенным в работах^{1,2/}. Эти графики соответствуют случаю, когда выключены счетчики "7" и "22" /рис.1/.

УЧЕТ РЕГИСТРАЦИИ СИЛЬНОИОНИЗУЮЩИХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ СЧЕТЧИКОМ АНТИСОВПАДЕНИЯ В СКВД ОИЯИ

Камера СКВД была создана для изучения реакции упругого рассеяния пионов на ядрах гелия^{3-5/}. Для улучшения отбора событий π He-рассеяния за камерой на пути первичного пучка пионов размещался счетчик антисовпадения №6 /рис.1/. Поскольку в данном случае гелиевая мишень - "тонкая" в том смысле, что имеет малую массу /плотность ${}^4\text{He}$ равна $1,785 \cdot 10^{-4}$ г/см³ при атмосферном давлении, а плотность ${}^3\text{He}$ равна $1,345 \cdot 10^{-4}$ г/см³/, ядра отдачи, летящие в сторону счетчика 6 и имеющие достаточную энергию, могут быть зарегистрированы этим счетчиком. Тем самым уменьшается эффективность регистрации событий рассеяния пионов. Ясно, что этот эффект влияет на эффективность регистрации пионов, рассеянных на большие углы.

На пути ядер отдачи, летящих в сторону счетчика антисовпадения 6, имеется, кроме гелия, еще и 0,155 мм майлара, 32,0 мм азота под таким же давлением, что и гелий в камере, 0,32 мм черной бумаги и 0,125 мм полиэтилена. Учет энергетических потерь^{6/} ядер гелия на пути к счетчику антисовпадения и учет азимутального угла, соответствующего пересечению со счетчиком 6 конуса, образованного возможными траекториями ядер отдачи при данном угле рассеяния пиона, приводит к изменению эффективности регистрации событий упругого рассеяния пионов на гелии в стримерной камере СКВД. На рис.4 приведены соответствующие графики для ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при энергии падающих пионов, равной 200 МэВ. Там же приведен график для ${}^3\text{He}$ при $E_\pi=145$ МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана методика аналитического расчета геометрической эффективности регистрации цилиндрическим детектором частиц, рассеянных в протяженной мишени. Эта методика может быть приме-

нена для цилиндрического детектора любой конфигурации. Результаты вычислений совпадают с результатами вычислений по методу Монте-Карло в пределах статистических ошибок последнего, что иллюстрируется приведенными в работе расчетами для конкретной системы - стримерной камеры высокого давления ОИЯИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альбу М. и др. ОИЯИ, Е1-7567, Дубна, 1973.
2. Angelescu T. et al. Rev.Roum.Phys., 1980, 25, No.4, p.375.
3. Falomkin I.V. et al. Lett.Nuovo Cim., 1972, 5, p.757.
4. Shcherbakov Yu.A. et al. Nuovo Cim., 1976, 31A, p.249.
5. Shcherbakov Yu.A. et al. Nuovo Cim., 1976, 31A, p.262.
6. High Energy and Nuclear Physics Data Handbook, Rutherford High Energy Lab., Chilton, 1963.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 августа 1982 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Балестра Ф. и др. P13-82-637
Аналитический расчет геометрической эффективности регистрации цилиндрическим годоскопическим детектором частиц, рассеянных в протяженной мишени

Описана методика расчета геометрической эффективности регистрации рассеянных частиц в цилиндрическом годоскопическом детекторе. При вычислении среднего значения геометрической эффективности соответствующая область интегрирования разбивалась на ячейки, и интегрирование выполнялось стандартным методом Симпсона, а не методом Монте-Карло. При этом точность вычисления никак не зависит от возможных статистических флуктуаций в распределении разыгранных событий, как в случае метода Монте-Карло. Описанная методика может быть применена для цилиндрического детектора любой конфигурации. Результаты вычислений совпадают с результатами вычислений по методу Монте-Карло в пределах статистических ошибок последнего, что иллюстрируется приведенными в работе расчетами для конкретной системы - стримерной камеры высокого давления ОИЯИ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Balestra F. et al. P13-82-637
Analytical Computation of the Geometrical Efficiency of the Registration by a Cylindrical Detector of Particles Scattered in a Distributed Target

A way of computing the geometrical efficiency of registering scattered particles with a cylindrical hodoscopic detector is described. In computing the average value of the geometrical efficiency the corresponding region of integration was divided into bins and integration was performed by the standard Simpson method, and not by the Monte Carlo method. In this case the accuracy of the computation does not in any way depend on the possible statistical fluctuations of the distribution of the simulated events, as in the case of the Monte Carlo method. The described method can be applied to cylindrical detectors of any configurations. The obtained results of calculations coincide with calculations obtained by the Monte Carlo method, that is illustrated by the results of calculations presented for a concrete system, namely the JINR high-pressure streamer chamber.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.