

Ф. Р. Арутюнян

Учет геометрии прибора при исследовании рассеяния

В работах [1, 2] нами приведены результаты исследования рассеяния протонов, μ - и π -мезонов. Эти исследования производились на высотной станции по изучению космических лучей на г. Арагац (3200 м над уровнем моря) при помощи магнитного масс-спектрометра в сочетании с многопластинными камерами Вильсона. Целью настоящей работы является учет геометрии прибора при исследовании рассеяния — разработка метода аналитического расчета поправочных функций к кривым многократного кулоновского рассеяния, возникающих при этом учете.

Экспериментальные установки, которые используются для исследования рассеяния, ограничивают своей геометрией некоторую область пространства, внутри которой исследуется рассеяние. При изучении рассеяния частиц в большинстве экспериментах исследуются проекции углов рассеяния.

Проекцию полного угла рассеяния θ , на плоскость в которой исследуется рассеяние, обозначим через θ_{φ} , а на плоскость перпендикулярную к плоскости исследования — через θ_z .

Ограничение геометрией в плоскости исследования рассеяния приводит к тому, что вероятность регистрации различных углов рассеяния оказывается различной. На это обстоятельство впервые обратил внимание Мак-Дормид [3] и затем Коузине и др. [4]. К тому же приводит и ограничение геометрией в плоскости перпендикулярной к плоскости исследования рассеяния, но в этом случае влияние геометрии зависит также от распределения углов рассеяния. В самом деле, регистрация частиц рассеянных на проекцию угла θ_{φ} будет зависеть от соответствующего угла θ_z и, отсюда, наблюдаемое распределение углов θ_z будет зависеть от дозволенного распределения углов θ_{φ} .

Таким образом, влияние геометрии прибора приводит к некоторой поправочной функции $C(\theta_{\varphi})$, которая состоит из двух частей: $C_1(\theta_{\varphi})$ и $C_2(\theta_{\varphi})$.

$C_1(\theta_{\varphi})$ есть поправочная функция, вызванная геометрией прибора в плоскости исследования рассеяния и дает вероятность того, что угол рассеяния θ_{φ} будет наблюдаться, при условии отсутствия ограничения геометрией в перпендикулярной плоскости.

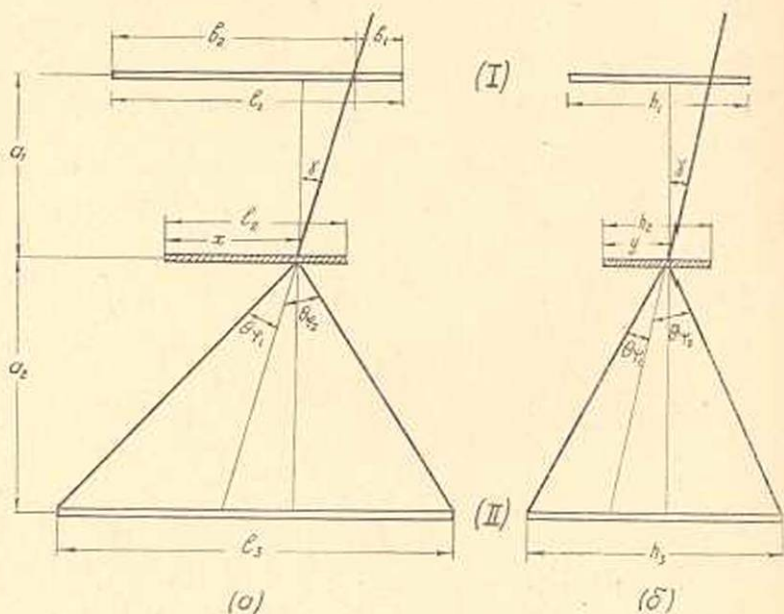
$C_2(\theta_{\varphi})$ есть поправочная функция при ограничении геометрией в плоскости перпендикулярной к плоскости исследования рассеяния,

при условии, что нет ограничения геометрии в плоскости исследования рассеяния.

Полная поправочная функция $C(\theta_\varphi) = C_1(\theta_\varphi) \cdot C_2(\theta_\varphi)$.

§ 1. Поправочная функция $C_1(\theta_\varphi)$.

На фиг. 1 приведена схема прибора, которую можно считать эквивалентной схемой замещения большинства экспериментальных установок, используемых для исследования рассеяния в двух проекциях: a — в плоскости исследования рассеяния, b — в плоскости перпендикулярной к плоскости исследования рассеяния.



Фиг. 1.

Если на рассеивающую пластину падает частица под углом γ с нормалью к ней и рассеивается в плоскости исследования рассеяния (фиг. 1) на угол θ_φ , то в верхнем ряду счетчиков (I) полной длины l_1 можно найти такую длину „ b “, при которой, если частица падает на эту длину, она обязательно регистрируется нижним рядом счетчиков (II). В самом деле, из фиг. 1 видно, что если частица падает на ряд счетчиков I левее отрезка b_1 (под тем же углом γ к рассеивающей пластине), то при рассеянии влево на тот же угол $\theta_{\varphi 1}$ она не будет регистрироваться нижним рядом счетчиков (II).

Если частица падает на рассеивающую пластину вертикально ($\gamma = 0$), то относительная вероятность того, что угол $\theta_{\varphi 1}$ будет наблюдаться, равна отношению b/l_1 . В действительности над рассеивающей пластиной имеется некоторое угловое распределение падающих частиц $\zeta(\gamma) d\gamma$ и относительная вероятность наблюдения угла $\theta_{\varphi 1}$ будет

$$p(\theta_{\varphi_1}) = \frac{b}{l_1} \zeta(\gamma) d\gamma. \quad (1)$$

Знак угла γ будем считать положительным по часовой стрелке от вертикали ($\gamma = 0$) до $\gamma = 90^\circ$ и рассчитаем полную относительную вероятность регистрации угла θ_{φ_1}

$$P(\theta_{\varphi_1}) = \int_{\gamma} p(\theta_{\varphi_1}). \quad (2)$$

Если обозначим $(x/a_2 + l_3/2a_2 - l_2/2a_2) = \eta$, то из фиг. 1 имеем:

$$\operatorname{tg}(\theta_{\varphi_1} + \gamma) = \eta \quad \text{и} \quad \gamma = \arctg \eta - \theta_{\varphi_1},$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\eta - \operatorname{tg} \theta_{\varphi_1}}{1 + \eta \operatorname{tg} \theta_{\varphi_1}}, \quad d\gamma = \frac{d\eta}{1 + \eta^2}, \quad \zeta(\gamma) = \zeta(\arctg \eta - \theta_{\varphi_1}),$$

$$b = l_1 - \left(x - \frac{l_2 - l_1}{2} \right) - a_1 \operatorname{tg} \gamma$$

и

$$\frac{b}{l_1} = \frac{l_1 + l_3}{2l_1} - \frac{a_2}{l_1} \eta - \frac{a_1}{l_1} \operatorname{tg} \gamma.$$

Если введем обозначения:

$$K_1 = \frac{l_1 + l_3}{2l_1}, \quad K_2 = a_2/l_1, \quad K_3 = a_1/l_1$$

и будем писать вместо θ_{φ_1} просто θ_φ , то полная вероятность регистрации угла θ_φ будет

$$P(\theta_\varphi) = \int_{\eta_0}^{\eta_1} \left(K_1 - K_2 \eta - K_3 \frac{\eta - \operatorname{tg} \theta_\varphi}{1 + \eta \operatorname{tg} \theta_\varphi} \right) \frac{\zeta(\arctg \eta - \theta_\varphi)}{(1 + \eta^2)} d\eta. \quad (3)$$

где

$$\eta_0 = \eta(x=0) = \frac{l_3 - l_2}{2a_2} \quad \text{и} \quad \eta_1 = \eta(x=l_2) = \frac{l_3 + l_2}{2a_2}.$$

Поправочная функция будет

$$C_1(\theta_\varphi) = P(\theta_\varphi)/P(0). \quad (4)$$

1. Частный случай, когда частицы падают вертикально ($\gamma = 0$).

$$P(\theta_\varphi) = K_1 - K_2 \operatorname{tg} \theta_\varphi \quad \text{и} \quad C_1(\theta_\varphi) = 1 - \frac{K_2}{K_1} \operatorname{tg} \theta_\varphi. \quad (5)$$

При

$$l_1 = l_2 = l_3 = l, \quad a_1 = a_2 = a, \quad l/a = n$$

$$C_1(\theta_\varphi) = 1 - \frac{1}{n} \operatorname{tg} \theta_\varphi. \quad (6)$$

случай, полученный Мак-Дормидом [3]).

2. Частный случай, когда угловое распределение падающих частиц изотропное, то-есть $\zeta(\gamma) = 1$.

Решение интеграла

$$P(\theta_z) = \int_{\gamma_0}^{\gamma_1} \left[K_1 - K_2 \eta - K_3 \frac{\eta - \operatorname{tg} \theta_z}{1 + \eta \operatorname{tg} \theta_z} \right] \frac{d\eta}{(1 + \eta^2)} \quad (7)$$

приводит к формуле

$$P(\theta_z) = K_1 (\operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta_1 - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta_0) + K_2 \ln \frac{1 + \eta_0^2}{1 + \eta_1^2} + K_3 \ln \frac{1 + \eta_1 \operatorname{tg} \theta_z}{1 + \eta_0 \operatorname{tg} \theta_z}. \quad (8)$$

При $l_1 = l_2 = l_3 = l$, $a_2 = a_1 = a$, $l/a = n$,

$$P(\theta_z) = \operatorname{arc} \operatorname{tg} n + \frac{1}{n} \ln \frac{1 + n \operatorname{tg} \theta_z}{1 + n^2}. \quad (9)$$

При $l_1 = l_2 = l_3 = l$, $a_1 \neq a_2$, $l/a_2 = n_2$, $l/a_1 = n_1$,

$$P(\theta_z) = \operatorname{arc} \operatorname{tg} n_2 - \frac{1}{n_2} \ln(1 + n_2^2) + \frac{1}{n_1} \ln(1 + n_2 \operatorname{tg} \theta_z). \quad (10)$$

3. Частный случай, когда угловое распределение падающих частиц имеет вид $\cos^2 \gamma$. При этом

$$\cos \gamma = \cos(\operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta - \theta_z) = \frac{\cos \theta_z + \eta \sin \theta_z}{(1 + \eta^2)^{1/2}}$$

и

$$\cos^2 \gamma = \frac{\cos^2 \theta_z + \eta \sin 2\theta_z + \eta^2 \sin^2 \theta_z}{1 + \eta^2}.$$

Решение интеграла

$$P(\theta_z) = \int_{\gamma_0}^{\gamma_1} \left[K_1 - K_2 \eta - K_3 \frac{\eta - \operatorname{tg} \theta_z}{1 + \eta \operatorname{tg} \theta_z} \right] \times \\ \times \left[\frac{\cos^2 \theta_z + \eta \sin 2\theta_z + \eta^2 \sin^2 \theta_z}{(1 + \eta^2)^2} \right] d\eta \quad (11)$$

приводит к формуле

$$P(\theta_z) = K_1 q_2 + (K_1 q_1 + K_2 q_3 + K_3 q_3) \cos 2\theta_z + \\ + (K_2 q_1 + K_3 q_1 - K_1 q_3 - K_2 q_2) \sin 2\theta_z + \\ + \frac{K_2}{2} \ln \frac{1 + \eta_0^2}{1 + \eta_1^2} \sin^2 \theta_z, \quad (12)$$

где

$$q_1 = \frac{\eta_1}{2(1 + \eta_1^2)} - \frac{\eta_0}{2(1 + \eta_0^2)},$$

$$q_2 = \frac{1}{2} (\text{arc tg } \eta_1 - \text{arc tg } \eta_0),$$

$$q_3 = \frac{1}{2(1+\eta_1^2)} - \frac{1}{2(1+\eta_0^2)}.$$

При

$$l_1 = l_2 = l_3 = l, \quad a_1 = a_2 = a, \quad l/a = n,$$

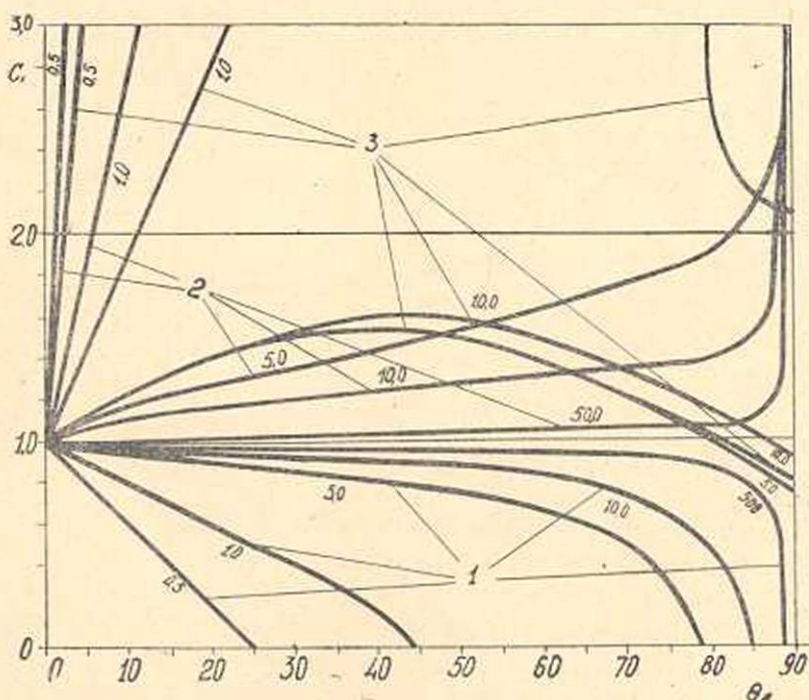
$$\begin{aligned} \rho(\theta_\varphi) = \frac{1}{2} \left\{ \text{arc tg } n + \left[\frac{2+n^2}{1+n^2} - \frac{1}{n} \text{arc tg } n \right] \sin 2\theta_\varphi - \right. \\ \left. - \frac{n}{1+n^2} \cos 2\theta_\varphi - \frac{1}{n} \ln(1+n^2) \sin^2 \theta_\varphi \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

При

$$l_1 = l_2 = l_3 = l, \quad a_1 \neq a_2, \quad l/a_2 = n_2, \quad l/a_1 = n_1,$$

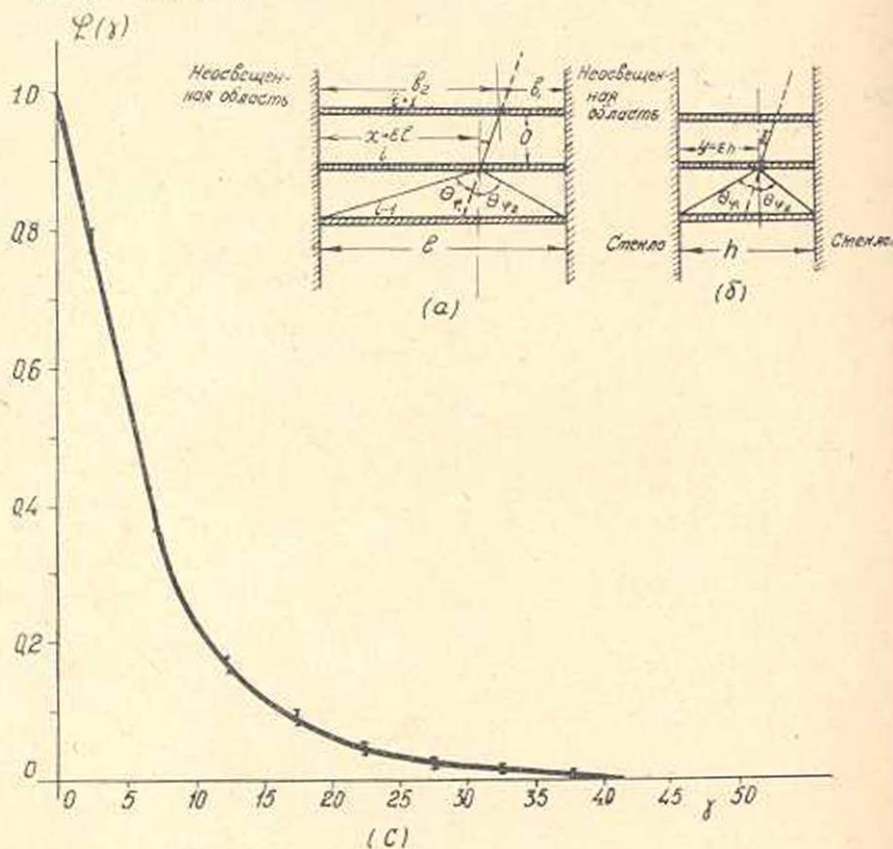
$$\begin{aligned} \rho(\theta_\varphi) = \frac{1}{2} \left\{ \text{arc tg } n_2 + \left[\frac{n_1 + n_2 + n_1 n_2^2}{n_1(1+n_2^2)} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{n_2} \text{arc tg } n_2 \right] \sin 2\theta_\varphi - \frac{n_2^2}{n_1(1+n_2^2)} \cos 2\theta_\varphi - \right. \\ \left. - \frac{1}{n_2} \ln(1+n_2^2) \sin^2 \theta_\varphi \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

На фиг. 2 приведены кривые $C_1(\theta_\varphi)$ для всех трех случаев: 1 — $\gamma = 0$; 2 — $\zeta(\gamma) = 1$ и 3 — $\zeta(\gamma) = \cos^2 \gamma$, для различных значений n

Фиг. 2. Поправочная функция $C_1(\theta_\varphi)$

(кривые все вычислены для частного случая $l_1 = l_2 = l_3 = l$, $a_1 = a_2 = a$, $l/a = n$). Из этих кривых хорошо видно, что функция $C_1(\theta_z)$ резко зависит от вида углового распределения падающих частиц и геометрических параметров прибора.

В случае, если рассеяние исследуется с помощью камеры Вильсона, поправочную функцию $C_1(\theta_z)$ можно вычислить по тем же формулам. На фиг. 3 приведена камера Вильсона в плоскости исследования рассеяния, т. е. в плоскости фотографирования. Длина l обусловлена неосвещенной областью камеры и если частица попадает в неосвещенную область, то она не исследуется.



Фиг. 3.

В общем случае длина l обуславливается просто размерами камеры.

Задачу можно сформулировать точно так же, как она была сформулирована выше для общего случая.

Если на рассеивающую пластину номер i падает частица под углом γ с нормалью к ней и затем рассеивается на угол θ_z , то на пластине $i+1$, полной длины l , всегда можно найти такую длину l^* при которой, если частица падает на эту длину, то она обязательно остается в пределах освещенной области камеры на пластине $i-1$. И

фиг. 3 видно, что если частица падает на пластину $i-1$ левее отрезка b_i (под тем же углом γ к пластине i), то при рассеянии влево на тот же угол θ_{γ} , она уйдет в зону неосвещенной области и, таким образом, не будет фиксирована.

Вероятность наблюдения угла θ_{γ} из общей формулы (3) при $l_1 = l_2 = l_3 = l$, $a_1 = a_2 = a$, $l/a = n$ будет ($K_1 = 1$, $K_2 = 1/n$, $K_3 = 1/n$)

$$P(\theta_{\gamma}) = \int_{\eta=0}^{\pi} \left\{ 1 - \frac{1}{n} \cdot \eta - \frac{1}{n} \frac{\eta - \operatorname{tg} \theta_{\gamma}}{1 + \eta \operatorname{tg} \theta_{\gamma}} \right\} \frac{\zeta(\operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta - \theta_{\gamma})}{(1 + \eta^2)} d\eta. \quad (15)$$

Аналогичным путем можно получить выражение для $P(\theta_{\gamma})$ при правом ограничении, которое отличается от формулы (15) только тем, что в ней вместо $\zeta(\operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta - \theta_{\gamma})$ будет $\zeta(\theta_{\gamma} - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta)$.

Точное угловое распределение падающих частиц при той схеме прибора, которая используется нами для исследования рассеяния, получить очень трудно. В самом деле, на данной высоте (3200 м над уровнем моря) существует некоторое угловое распределение падающих частиц в виде $\zeta(\gamma) d\gamma = \cos^n \gamma d\gamma$. Это распределение изменяется после рассеяния частиц в пластинах верхней камеры и затем частицы попадают в магнитное поле, где они отклоняются и угловое распределение изменяется вторично. Но это еще не все, так как частицы, чтобы достигнуть пластины в которой исследуется рассеяние, рассеиваются в вышележащих над ней пластинах и вследствие этого угловое распределение падающих частиц изменяется в третий раз.

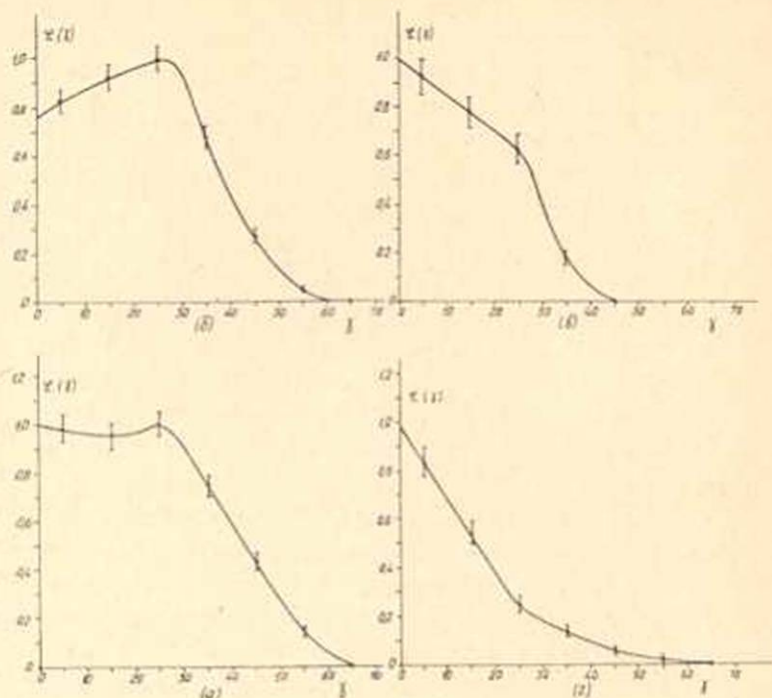
Ясно, что угловое распределение над рассеивающей пластиной сильно отличается от первоначального вида $\cos^n \gamma$. Поэтому, для вычисления $C_1(\theta_{\gamma})$ были использованы экспериментально наблюдаемые угловые распределения падающих частиц, которые для протонов, μ - и π -мезонов, рассеявшихся в свинцовых пластинах толщиной 7 мм, приведены соответственно на фиг. 3 и 4.

Угловые распределения падающих частиц для μ - и π -мезонов отличаются друг от друга, кроме того для одних и тех же частиц они различны для пластин различного номера i , то-есть для различных импульсов в точке рассеяния.

Но для импульсов $(1,0 \div 1,2) \cdot 10^8$ эв/с и $(1,2 \div 1,4) \cdot 10^8$ эв/с, для μ -мезонов эти распределения отличаются друг от друга незначительно, также как и для импульсов $(1,4 \div 1,6) \cdot 10^8$ эв/с и $(1,6 \div 1,8) \cdot 10^8$ эв/с и поэтому на фиг. 4 приводятся угловые распределения отдельно для импульсов $(1,0 \div 1,4) \cdot 10^8$ эв/с и $(1,4 \div 1,8) \cdot 10^8$ эв/с. На той же фигуре приведено подобное разделение по импульсам для π -мезонов.

Функция $C_1(\theta_{\gamma})$ вычислялась численным интегрированием выражения (15), используя имеющиеся угловые распределения падающих частиц.

Аналогичным образом были подсчитаны значения $C_1(\theta_{\gamma})$ для μ и π -мезонов, рассеявшихся в медных пластинах толщиной 5 и 2 мм. Все эти кривые поправочной функции $C_1(\theta_{\gamma})$ приведены на фиг. 5.



Фиг. 4. Угловые распределения падающих мезонов для свинцовых пластин толщиной 7 мм: (а) — μ -мезоны ($p = (1,0 \div 1,4) \times 10^8$ эв/с), (б) — μ -мезоны ($p = (1,4 \div 1,8) \times 10^8$ эв/с), (в) — π -мезоны ($p = (1,2 \div 1,6) \times 10^8$ эв/с), (г) — π -мезоны ($p = (1,6 \div 2,0) \times 10^8$ эв/с).

§ 2 Поправочная функция $C_2(\theta_c)$

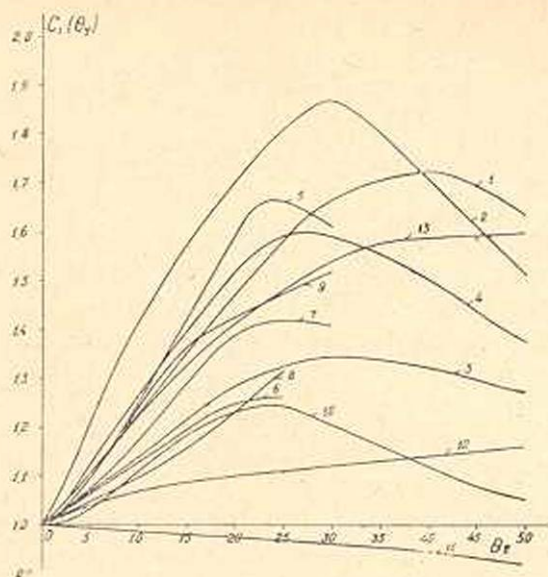
Пусть $\Phi(\theta) d\theta$ есть вероятность того, что частица рассеивается на пространственный угол между θ и $\theta + d\theta$, то-есть $\Phi(\theta) d\theta$ есть функция распределения углов многократного кулоновского рассеяния. Как и в самой теории многократного кулоновского рассеяния заряженных частиц, предполагается, что углы рассеяния малы и $\sin \theta \approx \theta$, $2\pi \sin \theta d\theta \approx 2\pi \theta d\theta = d\theta_c d\theta_c$; $\theta^2 = \theta_z^2 + \theta_y^2$ и $\langle \theta^2 \rangle = 2 \langle \theta_c^2 \rangle = 2 \langle \theta_{\perp}^2 \rangle$.

Если в плоскости, перпендикулярной к плоскости исследования рассеяния, нет никакого ограничения геометрией прибора, то функция распределения углов многократного кулоновского рассеяния в плоскости исследования рассеяния определяется интегралом

$$f(\theta_c, \infty) d\theta_c = 4 \int_{\theta_c=0}^{\infty} \frac{\Phi[\theta = (\theta_c^2 + \theta_y^2)^{1/2}]}{2\pi (\theta_c^2 + \theta_y^2)^{1/2}} d\theta_c d\theta_y \quad (16)$$

(множитель 4 появляется из-за рассмотрения всех четырех квадрантов).

При ограничении геометрией в плоскости перпендикулярной к плоскости исследования, то-есть когда углы большие, чем θ_c , и $\theta_{\perp}$

Фиг. 5. Поправочная функция $C_1(\theta_\varphi)$

1. μ -мезоны ($p=1,0 \div 1,4$) $\times 10^8$ эв/с—7 мм Pb.
2. μ -мезоны ($p=1,4 \div 1,8$) $\times 10^8$ эв/с—7 мм Pb.
3. π -мезоны ($p=1,2 \div 1,6$) $\times 10^8$ эв/с—7 мм Pb.
4. π -мезоны ($p=1,6 \div 2,0$) $\times 10^8$ эв/с—7 мм Pb.
5. μ -мезоны ($p=0,8 \div 1,4$) $\times 10^8$ эв/с—5 мм Си.
6. μ -мезоны ($p=0,7 \div 1,1$) $\times 10^8$ эв/с—2 мм Си.
7. π -мезоны ($p=0,8 \div 1,6$) $\times 10^8$ эв/с—5 мм Си.
8. π -мезоны ($p=0,8 \div 1,4$) $\times 10^8$ эв/с—2 мм Си.
9. μ -мезоны ($p=0,8 \div 1,4$) $\times 10^8$ эв/с—4 мм Си.
10. Протоны ($p=3,5 \div 6,3$) $\times 10^8$ эв/с—7 и 4 мм Pb.
11. Случай, когда частицы падают вертикально ($\gamma=0$).
12. Случай, когда распределение падающих частиц изотропное ($\zeta(\gamma)=1$).
13. Случай, когда распределение падающих частиц имеет вид $\cos^2\gamma$.

(фиг. 1) не регистрируются, функция распределения углов многократного кулоновского рассеяния в плоскости исследования рассеяния будет определяться суммой интегралов

$$f(\theta_\varphi, \theta_{\varphi_1}, \theta_{\varphi_2}) d\theta_\varphi = 2 \left\{ \int_{\theta_{\varphi_1}=0}^{\theta_{\varphi_2}} \frac{\Phi[\theta = (\theta_\varphi^2 + \theta_{\varphi_1}^2)^{1/2}]}{2\pi(\theta_\varphi^2 + \theta_{\varphi_1}^2)^{1/2}} d\theta_{\varphi_1} d\theta_{\varphi_2} + \right. \\ \left. + \int_{\theta_{\varphi_2}=0}^{\theta_{\varphi_1}} \frac{\Phi[\theta = (\theta_\varphi^2 + \theta_{\varphi_2}^2)^{1/2}]}{2\pi(\theta_\varphi^2 + \theta_{\varphi_2}^2)^{1/2}} d\theta_{\varphi_2} d\theta_{\varphi_1} \right\}. \quad (17)$$

В зависимости от вида и размеров прибора и угла наклона γ может оказаться, что углы θ_{φ_1} и θ_{φ_2} будут в одном и том же направлении, и если $\theta_{\varphi_2} > \theta_{\varphi_1}$, то тогда

$$f(\theta_\varphi, \theta_{\varphi_1}, \theta_{\varphi_2}) d\theta_\varphi = 2 \int_{\theta_{\varphi_1}=\theta_{\varphi_2}}^{\theta_{\varphi_2}} \frac{\Phi[\theta = (\theta_\varphi^2 + \theta_{\varphi_1}^2)^{1/2}]}{2\pi(\theta_\varphi^2 + \theta_{\varphi_1}^2)^{1/2}} d\theta_{\varphi_1} d\theta_{\varphi_2}. \quad (18)$$

Углы θ_{φ_1} и θ_{φ_2} из фиг. 1 равны:

$$\theta_{\varphi_1} = \arctg \left[\frac{(h_3 - h_2)/2 + y}{a_2} \right] - \gamma$$

и

$$\theta_{\varphi_2} = \arctg \left[\frac{(h_3 + h_2)/2 - y}{a_2} \right] + \gamma.$$

Обозначим отношение функций $f(\theta_{\varphi_1}, \theta_{\varphi_2})/f(\theta_{\varphi_1}, \infty)$ через $P(\theta_{\varphi_1}, y, \gamma)$. Вероятность того, что заданные значения θ_{φ_1} и θ_{φ_2} будут наблюдаться, равна вероятности того, что частица падает под углом между γ и $\gamma + d\gamma$ на расстоянии между y и $y + dy$ вдоль рассеивающего вещества и будет равна

$$M_1 \frac{dy}{h_2} \zeta(\gamma) d\gamma, \quad (19)$$

где M_1 — множитель, зависящий от геометрических размеров прибора.

Относительный поправочный множитель для заданных значений θ_{φ_1} , θ_{φ_2} и данных y и γ будет

$$\frac{M_1}{h_2} P(\theta_{\varphi_1}, y, \gamma) \zeta(\gamma) d\gamma dy. \quad (20)$$

Полная поправочная функция $G_2(\theta_{\varphi_1})$ дается выражением

$$G_2(\theta_{\varphi_1}) = \frac{M_1}{h_2} \int_{y=0}^{h_2} \int_{\gamma=0}^{\arctg f(h_2 + h_1)/2a_1 f} P(\theta_{\varphi_1}, y, \gamma) \zeta(\gamma) d\gamma dy. \quad (21)$$

Функция распределения углов многократного кулоновского рассеяния с учетом конечных размеров ядра хорошо аппроксимируется кривой нормального распределения, то-есть

$$\Phi(\theta) d\theta = \frac{2}{\langle \theta^2 \rangle} \theta \exp(-\theta^2 / \langle \theta^2 \rangle) d\theta \quad (22)$$

или то же самое в проекциях

$$\Phi(\theta) d\theta = \frac{1}{2\pi \langle \theta_{\varphi}^2 \rangle} \exp[-(\theta_{\varphi}^2 + \theta_{\varphi_1}^2)/2 \langle \theta_{\varphi}^2 \rangle] d\theta_{\varphi} d\theta_{\varphi_1}. \quad (23)$$

Тогда

$$f(\theta_{\varphi}, \infty) d\theta_{\varphi} = 4 \frac{d\theta_{\varphi}}{2\pi \langle \theta_{\varphi}^2 \rangle} \int_0^{\infty} \exp[-(\theta_{\varphi}^2 + \theta_{\varphi_1}^2)/2 \langle \theta_{\varphi}^2 \rangle] d\theta_{\varphi_1} \quad (24)$$

и

$$f(\theta_{\varphi}, \theta_{\varphi_1}, \theta_{\varphi_2}) d\theta_{\varphi} = 2 \frac{d\theta_{\varphi}}{2\pi \langle \theta_{\varphi}^2 \rangle} \left\{ \int_{\theta_{\varphi_1}=0}^{\theta_{\varphi_1}} \exp[-(\theta_{\varphi}^2 + \theta_{\varphi_1}^2)/2 \langle \theta_{\varphi}^2 \rangle] d\theta_{\varphi_1} + \right.$$

$$+ \int_{\theta_z=0}^{\theta_{z0}} \exp \left[-(\theta_z^2 + \theta_\varphi^2) / 2 \langle \theta_z^2 \rangle \right] d\theta_z \Big\}, \quad (25)$$

$$P(\theta_\varphi, y, \gamma) = C \frac{\int_0^{\theta_{\varphi 1}} \exp(-\theta_\varphi^2 / \langle \theta_\varphi^2 \rangle) d\theta_\varphi + \int_0^{\theta_{\varphi 2}} \exp(-\theta_\varphi^2 / \langle \theta_\varphi^2 \rangle) d\theta_\varphi}{\int_0^\infty \exp(-\theta_\varphi^2 / \langle \theta_\varphi^2 \rangle) d\theta_\varphi} \quad (26)$$

Таким образом, получается, что $P(\theta_\varphi, y, \gamma)$ для нормального распределения углов рассеяния есть некоторая постоянная величина, не зависящая от угла θ_z , то-есть $P(\theta_\varphi, y, \gamma) = \text{const}(y, \gamma)$, а следовательно и $C_2(\theta_z)$ после интегрирования по y и γ будет постоянной величиной не зависящей от угла θ_φ . Это означает, что вероятность регистрации различных углов одинакова. Для распределения Мольтер и Ольберта подобные вычисления приводят авторы работы [4].

Таким образом, при учете геометрии прибора, кривые рассеяния надо поправить на величину $C_1(\theta_\varphi)$. Поправленная таким образом кривая идет выше первоначальной кривой при больших углах и ниже при малых. Среднеквадратичный и средний углы многократного рассеяния для поправленной кривой увеличиваются. Они вычисляются численно из поправленных кривых распределения углов рассеяния.

Физический институт Академии
наук Армянской ССР

Поступила 28-XI-1958

Յ. Ռ. Հարությունյան

ԳՈՐԾԻՔԻ ԵՐԿՐԱԶԱՓՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆՈՒՄԸ ՑՐՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ցրման երևույթի ուսումնասիրման ժամանակ էքսպերիմենտալ սարքավորումը, շնորհիվ իր տարածական սահմանափակվածության, որոշակի աղավաղումներ է մտցնում ստացվող արդյունքների մեջ՝ տարբեր անկյունների տակ ցրումները գործիքի կողմից գրանցվում են տարբեր հավանականությամբ:

Աշխատության մեջ մշակված է ցրման կորերի ճշաման համար անհրաժեշտ ուղղումների հաշվման անալիտիկ մեթոդ: Պարզված է, որ այդ երկրաչափական ուղղումները կարող են զգալիորեն փոխել ցրման կորի տեսքը, մասնավորապես ստացված է, որ [3] աշխատության մեջ բերված էքսպերիմենտալ սարքավորման համար մեծ անկյունների տակ ցրման սպառվող թիվը աճում է 1,5—2,0 անգամ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арутюнян Ф. Р. Исследование многократного рассеяния протонов. ЖЭТФ, 34, 800, 1958.
2. Алиханян А. И., Арутюнян Ф. Р. Рассеяние μ -мезонов в свинце. ЖЭТФ, 36, 32, 1959.
3. Medirid J. B. Large Angle Scattering of μ -Mesons in Lead. *Phil. Mag.* 45, 933, 1954.
4. Cousins J. E., Nash W. E., Pointon A. J. The Effect of the Angular Variation of Intensity on Scattering Distribution of μ -Mesons Underground at a Depth of 40 m. w. c. *Nuovo Cimento*, 6, 1113, 1957.