27/VIII-64.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1718

Р. Рончка[x], А. Рончка[xx]

АНАЛИЗ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Nucl. Phys., 1965, v 68, n3,
стр. 649-656.

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1964

Р-1718

Р. Рончка[x)], А. Рончка[xx)]

АНАЛИЗ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

x/ Прикомандирован из Института ядерных исследований, Варшава, Польша.

xx/ Прикомандирована из Высшей Школы сельского хозяйства, Варшава, Польша.

В в е д е н и е

В данной работе мы даем одно из возможных объяснений явлениям, имеющим место в нуклон-нуклонных соударениях при ультравысоких энергиях. Как хорошо известно, в интервале энергий от 10^{12} эв до 10^{14} эв наблюдаются такие явления, как характерное угловое распределение с двумя максимумами, постоянство поперечного импульса p_T и почти изотропическая гауссова форма отдельного максимума[1-3].

Чтобы объяснить эти интересные экспериментальные факты, польской группой[1-4] была введена феноменологическая модель двух шаровых молний. Далее делались некоторые попытки объяснить эти явления на основе вероятных предположений[4,6]. В работе[4] было показано, что если придать гауссову форму первичному угловому распределению для всех видов струй и затем произвести случайный выбор струй с $\sigma > 0{,}6$, используя метод Монте-Карло, то появляется некоторое угловое распределение с двумя максимумами. Однако эффект, полученный таким путем, был слишком мал, чтобы объяснить экспериментальные данные. Подобный подход был использован в недавней работе Чижевского и Кшивицкого[6]. Они исходили из прямоугольного первичного распределения, которое является упрощением распределения, данного моделью Амати, Стангелини, Фубини[7]. Распределение с двумя максимумами, полученное ими, является более оправданным и лучше согласуется с экспериментальными данными. Однако угловое распределение, полученное вышеуказанными методами, строго зависит от принятого первичного углового распределения, что снижает значение этого метода.[x]

В этой работе мы предлагаем альтернативный подход. Сначала подчеркнем, что на основе критериев, использованных экспериментаторами, $n_s < 20$, $N_h \leq 5$, $\sigma > 0{,}6$, выбираются те струи, которые соответствуют периферическим столкновениям. Чтобы учесть „периферичность" столкновений, мы выписываем точные выражения для амплитуды вероятности перехода в представлении углового момента для релятивистских частиц, введенное Вэрле[8]. Далее, используя приближения, вытекающие из принятой „периферичности" столкновений, мы получаем окончательное выражение для углового распределения вторичных частиц.

---

[x] Для других подходов к анализу периферических столкновений см. замечательную статью Е.Л. Фейнберга и Д.С. Чернявского[5].

Формулировка

Мы принимаем в соответствии с экспериментальными данными/6,11/, что в периферических нуклон-нуклонных соударениях можно выделить в конечном состоянии две ведущие частицы. Эти частицы уносят большую часть начальной энергии и углового момента. Мы положим:

$$E_{\text{вед.част.}} = (1-K)E_1 \;, \quad J_{\text{вед.част.}} \cong (1-K)J \;, \quad 0{,}1 \le K \le 0{,}2,$$

где K –коэффициент неупругости/1,4,5/.

Задача нахождения представления углового момента для двух подсистем релятивистских частиц была недавно решена Вэрле /9/. Пусть A обозначает систему "ведущих частиц", а B –систему $N-2$ остальных частиц. Чтобы описать эти системы частиц, мы введем три разные лоренцовы системы отсчета: полную систему центра массы с осями X, Y, Z, систему центра массы A – системы с осями x, y, z и систему центра массы B –системы с осями x', y', z' (рис. 1) /9/.

В представлении Вэрле используем следующий набор квантовых чисел: полный импульс $\vec{P}=0$, полную энергию M, полный угловой момент J, его проекцию ζ на ось Z, "полный спин" s' системы, его z– компоненту μ' в с.ц.м A – системы, инвариантную массу m' A –системы, спиральность $\lambda' = (\lambda'_a, \lambda'_b)$ A – системы, "полный спин" s B –системы, его z –компоненту в с.ц.м. B –системы, обобщенную спиральность Λ B –системы, инвариантную массу m, обычные спиральности $\lambda \equiv (\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_{N-2})$ и $3N-13$ – непрерывные переменные $\mathcal{H} \equiv (\mathcal{H}_1, \ldots, \mathcal{H}_{3N-13})$, которые описывают внутренние степени свободы B – системы.

Разложение прямого произведения N векторов состояний в представлении импульс-спиральность имеет в рассмотренном представлении следующий вид:/9/

$$|\vec{p}_1\lambda_1, \ldots, \vec{p}_{N-2}\lambda_{N-2}, \vec{p}_{a'}\lambda_{a'}, \vec{p}_{b'}\lambda_{b'}\rangle = |\vec{P}=0, \Omega, M, \gamma, r, m\,\kappa, \lambda, \omega, m', \lambda'\rangle =$$

$$= 2\pi \sum_{J,\zeta,s,s'} \sum_{\mu,\mu',\Lambda} N_J N_s N_{s'} D^J_{\zeta,\mu-\mu'}(\Omega) \cdot D^s_{\mu,\Lambda}(r) \cdot D^{s'}_{\mu',\nu'}(\omega) \times \tag{2}$$

$$\times |\vec{P}=0, \zeta, J, M, \mu, \mu', \Lambda, s, m, \kappa, s', m', \lambda'\rangle .$$

Здесь $\Omega \equiv (\Phi, \theta, -\Phi)$ – полярные углы осей z и z' в полной с.ц.м. (см. рис. 1, в/9/). Символ $\omega \equiv (\phi', \theta', -\phi')$, где ϕ' и θ' –полярные углы, определяющие направление относительного импульса в с.ц.м. A –системы. Символ $r = (\alpha, \beta, \gamma)$ представляет эйлеровские углы вращения, которые переводят систему B из некоторой стандартной ориентации в конечную, установленную импульсами $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$, ... $\vec{p}_{N-2}$. Если мы определим обобщенную спиральность $\Lambda = \frac{\vec{p}_x J_8}{|\vec{p}_x|}$, то можно установить, что углы α и β представляют полярные углы ϕ и θ произвольно выбранных, но фиксированных частиц в с.ц.м. N –системы. Этот факт позволяет нам произвести анализ угловых распределений произвольного сорта частиц, имеющихся в конечном состоянии.

Точный вид амплитуды вероятности перехода от начального протон-протонного состояния к конечному состоянию N частиц имеет в рассмотренном представлении следующий вид:

$$\langle \vec{P}, \Omega, M, r, m, \kappa, \lambda, \omega, m', \lambda' | \hat{S}\hat{P}_s | \vec{P}=0; M_0, \lambda_a, \lambda_b \rangle =$$

$$= \tfrac{1}{2}(2\pi)^{3/2} M_0 \delta_3(\vec{P})\delta(M-M_0) \sum_{J,s,s'} N_J^2 N_s N_{s'} \bar{D}^J_{\zeta,\sigma}(\Omega) \bar{D}^{s'}_{\mu,\Lambda}(r) \bar{D}^{s'}_{\mu',\nu'}(\omega) \times \tag{3}$$

$$\times \langle \mu, \nu, s, m, \kappa, \lambda, \mu', s', m', \lambda' | S_J(M_0)[|J, \zeta, \lambda_a, \lambda_b\rangle + (-1)^J |J, \zeta, \lambda_b, \lambda_a\rangle],$$

где $\hat{P}_s = \tfrac{1}{2}[1 + (-1)^{2S_1}\hat{P}_{ab}]$, $\zeta = \lambda_a - \lambda_b$, $\sigma = \mu - \mu'$, $\nu' = \lambda_{a'} - \lambda_{b'}$.

Мы получаем угловое распределение $W(\theta)$ определенного класса частиц, суммируя квадрат амплитуды (3) по конечным спиральностям λ и λ', усредняя по начальным спиральностям λ_a, λ_b и интегрируя по следующим непрерывным переменным: Φ, θ, ϕ, γ, m, κ, ϕ', θ', m'. Тогда мы получаем:

$$W(\theta) = \tfrac{1}{2}\pi^8 M_0^2 \sum_{\lambda,\lambda',\lambda_a,\lambda_b} \int d\Phi\, d\theta\, d\phi\, d\gamma\, d\phi'\, d\theta'\, dm\, dm'\, d\kappa\, |\tilde{f}|^2 . \tag{4}$$

Здесь функция $\tilde{f}$ представляет сумму в правой части выражения (3). В формуле (4) мы можем точно проинтегрировать по углам Φ, θ, ϕ, γ', ϕ', θ', пользуясь хорошо известными свойствами ортогональности функции $D^J_{M,M'}(\alpha, \beta, \gamma)$.

Теперь обратим внимание на следующие факты:

а) Область взаимодействия R для рассмотренных реакций является конечной. Следовательно, существует верхний предел для начального углового момента $J_{mx} = p_{cms} \cdot R$. Мы принимаем, что R не изменяется в рассматриваемой области энергий столкновений.

б) В периферических столкновениях мы можем ожидать, что квантовые числа начальных нуклонов в конечном состоянии не слишком сильно изменяются. Так, вполне правдоподобно, что квантовые числа ведущих частиц принимают следующие значения:

б$_1$) $\vec{p}_{a'} + \vec{p}_{b'} = 0$, $m' = (1-K)M_0$,

б$_2$) $s' = (1-K)J$.

Для рассматриваемых энергий столкновений 10^{12} эв $\le E \le 10^{14}$ эв полный начальный угловой момент J порядка многих сотен $\hbar$. Поэтому кажется возможным рассматривать угловые моменты s и s' с классической точки зрения. Тогда из предположения б) вытекает, что направление s' в классическом смысле почти то же самое, что и направление начального углового момента J , а из предположения б$_2$) вытекает, что $s(J) \approx KJ$. Кроме того, мы видим, что полный спин s и его третья компонента z изменяется, пожалуй, у узких пределах.

в) В нашем случае полный спин s – системы является еще очень большим.

Ферми показал [10], что если вторичные частицы должны унести большой угловой момент, то они будут двигаться в направлениях, указанных углами, близкими к 0 и π. Из вышесказанного и из определения обобщенной спиральности Λ следует, что интервал изменения Λ должен быть довольно малым.

г) Как следствие „периферичности" столкновений мы можем принять, что нижний предел суммирования по угловому моменту J в формуле (3) J_{min} имеет значения, близкие к J_{max} .

Используя предположения а) , . . . г), мы можем ограничить суммирование по квантовым числам J , s , μ и Λ некоторыми довольно узкими интервалами. Далее, полагая, что матричные элементы $\langle\mu, \Lambda, s, m, \kappa, \lambda, \mu', s', m', \lambda' | S_J(M_0) | i_{ab}\rangle$ рассмотренных интервалов практически постоянны относительно переменных J , s , μ и Λ , мы получаем следующие выражения для углового распределения вторичных частиц:

$$W(\theta) = A \cdot \sum_{J,s,\tilde{s},\mu,\Lambda} N_J^2 [2 + (-1)^J] \cdot N_s \cdot N_{\tilde{s}} [1 + (-1)^{s+\tilde{s}}] \cdot d^{s}_{\mu,\Lambda}(\theta) d^{\tilde{s}}_{\mu,\Lambda}(\theta), \qquad (5)$$

где

$$A = \tfrac{1}{2}\pi^3 M_0^2 \sum_{\lambda,\lambda',\lambda_a\lambda_b\,\mu',s'} \int dm \cdot dm' \cdot d\kappa \, |\langle\bar{\mu}, \bar{\Lambda}, \bar{s}, m, \kappa, \lambda, \mu', s', m', \lambda' | S_J(M_0) | i_{ab}\rangle|^2 .$$

Итак, мы видим, что для периферических столкновений зависимость от неизвестных матричных элементов в (4) сводится к зависящему от энергий фактору A . Так как нас интересует только угловое распределение, то нет необходимости делать какие-либо предположения о зависимости матричного элемента

$\langle\mu, \Lambda, s, m, \kappa, \lambda, \mu', s', m', \lambda' | S_J(M_0) | i_{ab}\rangle$

от остальных $4N-7$ квантовых чисел $M, m, \kappa, \lambda, \mu', s', m', \lambda'$, тогда как в статистической модели Ферми, чтобы получить любую физическую характеристику рассматриваемого процесса, предполагается, что элементы S – матрицы не зависят от всех квантовых чисел.

Результаты

Чтобы получить в нашем подходе угловое распределение вторичных частиц при определенной энергии столкновения, мы должны задать значения следующих величин:

$$\Delta J = J_{mx} - J_{min} , \quad s_{min}(J), \quad \Delta_s(J) = s_{mx}(J) - s_{min}(J) ,$$

$$\Delta\Lambda = \Lambda_{mx} - \Lambda_{min} , \quad \Delta\mu = \mu_{mx} - \mu_{min} .$$

Из предыдущей главы следует, что в периферических соударениях $s_{min}(J) \approx KJ$, и величины J , s , Λ , μ изменяются в довольно узком интервале. Однако неизвестно, какой класс периферических столкновений отбирается на основе экспериментальных критериев: $N_h \le 5$, $n_s < 20$, $\sigma > 0{,}6$. Всегда будет существовать некоторый произвол в выборе рассматриваемых интервалов. В нашем расчете мы принимаем:

$$\Delta J = 10\% \, J_{mx} , \quad \Delta s(J) = 10\% \, s_{min}(J), \quad \Lambda_{mx} = \mu_{mx} = -\Lambda_{min} = -\mu_{mx} = 10\% \, s_{min}(J),$$

так как нам кажется, что эти значения оправдываются принятой „периферичностью" рассматриваемых столкновений. Кроме того, мы предполагаем, что $R = R_n = 10^{-13}$ см и K уменьшаются от 0,2 для $E = 10^{12}$ эв до 0,1 для $E = 10^{14}$ эв.

На рис. 1 показано угловое распределение вторичных частиц в $p-p$ периферических столкновениях при энергии 10^{12} эв. 10^{13} эв и 10^{14} эв. Наши результаты показывают, что минимум снижается, а максимумы все дальше и дальше расходятся с возрастанием энергии, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными [14,11]. Для сравнения мы покажем на рис. 1γ экспериментальные угловые распределения для периферических нуклон-нуклонных столкновений при энергиях около 10^{13} эв, полученных Барковым и другими [10].

На рис. 1 мы можем также отметить характерную асимметрию в распределении относительно положения отдельных максимумов, что не имеет места в угловых распределениях, полученных на основе модели шаровых молний. Такая асимметрия последнее время наблюдалась экспериментально [13].

Несколько лет назад многие экспериментаторы полагали, что угловые распределения частиц, входящих в каждый из максимумов, являются изотропическими в их с.ц.м.[1,3,4]. Это можно показать, например, построив график для интегрального углового распределения $y = \lg \frac{F(\theta_L)}{1 - F(\theta_L)}$ по $x = \lg \mathrm{tg}\, \theta_L$ для каждого максимума. В этих координатах изотропические распределения представлены прямой с наклоном 2.

Тот факт, что средний наклон для экспериментального распределения равен 2,1, рассматривается как очевидное свидетельство реальности модели шаровых молний[8,14].

На рис. 2. приведены теоретические интегральные угловые распределения для отдельных максимумов при энергии $E_1 = 10^{12}$ эв, $E_2 = 10^{13}$ эв, $E_3 = 10^{14}$ эв. Мы видим, что точки этих распределений лежат вблизи прямой с наклоном 2°, однако они показывают некоторые отклонения от изотопического распределения. По-видимому, экспериментальные интегральные угловые распределения показывают также отклонения в тех же направлениях[3].

Заметим, что если мы в формуле (5) примем $s_{mx} = s_{min}$, то для произвольно большого s_{mx} и произвольных $\Delta\Lambda$ $\Delta\mu$ мы не получим углового распределения с двумя максимумами. Это показывает, что интерференция между многими угловыми моментами s необходима для получения распределения с двумя максимумами и с желаемой энергетической зависимостью. По этой причине с помощью классического метода мы не можем получить распределения с двумя максимумами, например, в подходе Ферми[10], даже если мы будем рассматривать столкновения с очень большими угловыми моментами.

На рис. 3а,б и в показано интегральное угловое распределение, рассчитанное по нашей формуле при энергиях столкновений 10^{12} эв 10^{13} эв и 10^{14} эв. Введенные переменные являются переменными Герули, Мисовича и Зелинского[4]. Для сравнения на рис. 3,г мы приводим экспериментальное угловое распределение струй при энергии столкновения более чем 10^{12} эв. Мы видим, что согласие с экспериментальными данными является удовлетворительным.

Дифференциальное угловое распределение слабо зависит от предела суммирования $\Delta\mu$ и $\Delta\Lambda$. Если мы возьмем, например, эти пределы в два раза большими, то полученные кривые почти не будут отличаться от полученных раньше. Предел $\Delta s(J)$ сильнее влияет на дифференциальное угловое распределение. Так, если мы возьмем $\Delta s(J) = 15\%\, s(J)$, то форма углового распределения почти не изменяется, однако максимумы расходятся в приближении $\theta = 0,1$ в координате $x = \lg \mathrm{tg}\, \theta/2$.

Наконец, мы хотели бы отметить следующее. Во-первых, как было недавно

установлено Миесовичем и другими[x/], если ограничить рассмотрение экспериментальных струй только теми, которые представляют столкновения с малой передачей импульса, то в каждом отдельном случае мы получим угловое распределение вторичных частиц с двумя максимумами. Этот интересный факт строго предполагает, что наблюдаемый эффект двух максимумов является следствием только периферичности соударений. Во-вторых, заметим, что в случае упругих столкновений при высокой энергии[12] мы также получаем угловое распределение с двумя максимумами. Чтобы убедиться в этом, необходимо выразить угловое распределение как функцию от $x = \lg \theta/2$, как показано на рис. 4. Интересно, что максимумы расходятся с увеличением энергии и могут быть апроксимированы гауссовой изотропической кривой, точно так же, как и в случае неупругих столкновений. С другой стороны, очевидно, что упругий процесс не связан с образованием шаровых молний.

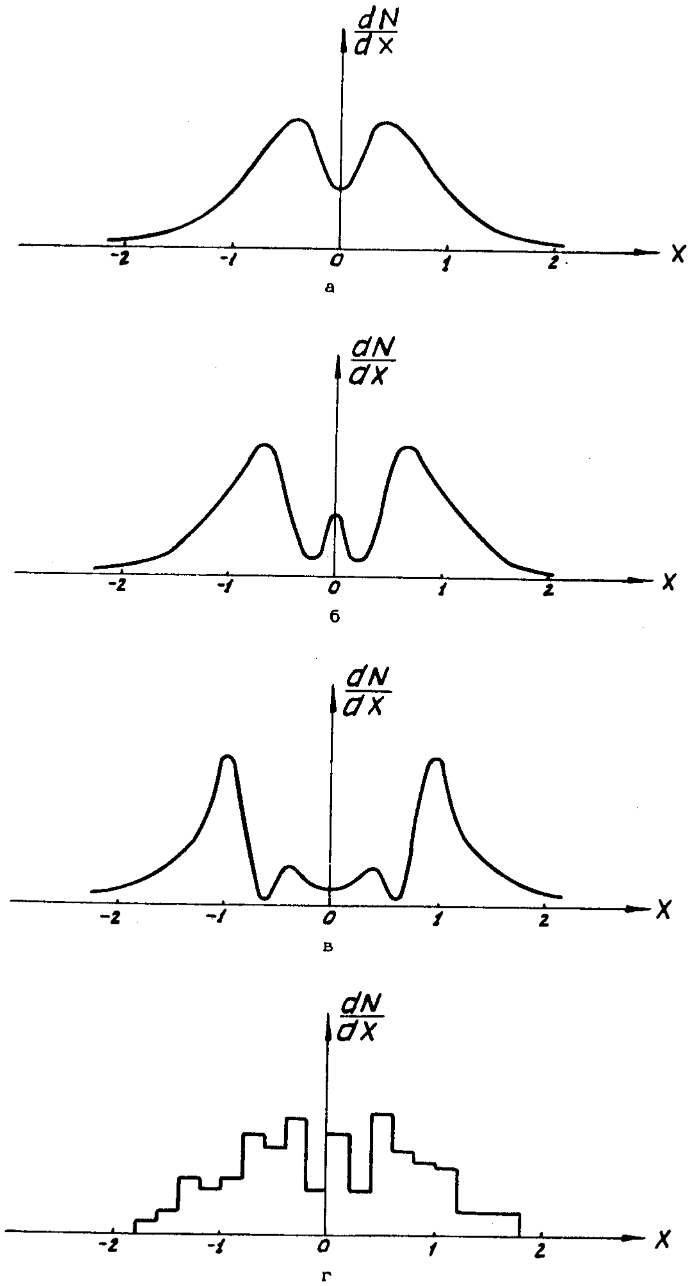
Все эти факты указывают на то, что мы должны быть очень осторожными, при объяснении эффекта двух максимумов в угловом распределении существованием шаровых молний.

Авторы благодарят проф. Миесовича, проф. Ю. Вэрле и доктора В.С. Барашенкова за ценные дискуссии и указания, а также за предоставление нам результатов.

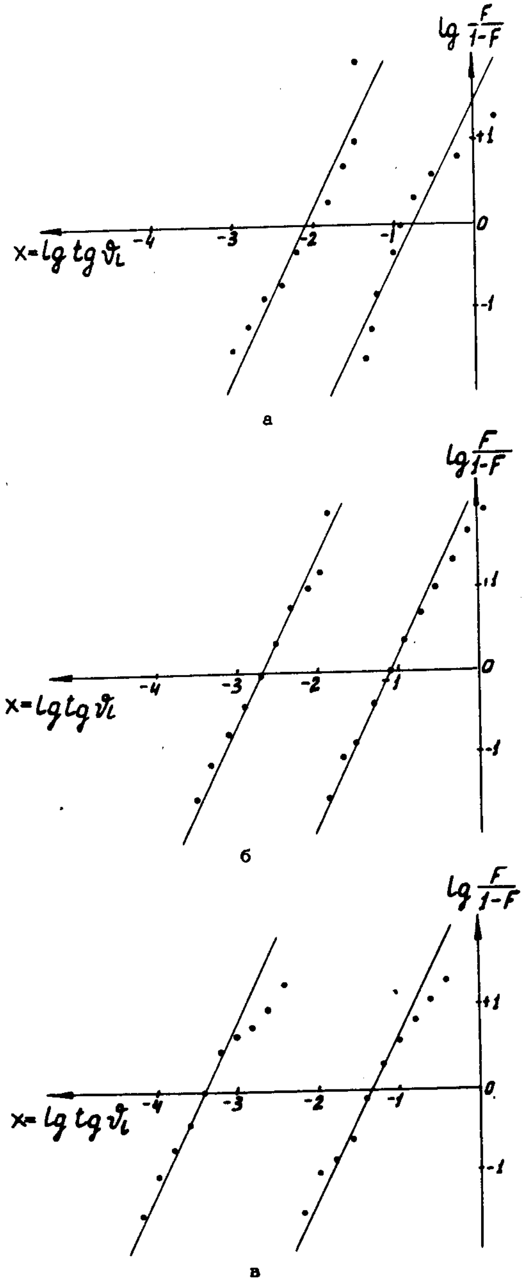
Литература

1. P.Ciok, T.Coghen, J.Gierula, R.Holynski, A.Yurak, M.Miesowicz, T.Saniewska, O.Stanisz, J.Pernegr. Nuovo Cim., 81, 166 (1958); 10, 741 (1958).
2. G.Cocconi. Phys. Rev., 11, 1699 (1958).
3. M.Miesowicz. Proc. of Kyoto Cosmic Rays Conf. (1961), p. 458.
4. J.Gierula, M.Miesowicz, P.Zielinski. Acta Phys. Pol., 19, 119 (1960) Nuovo Cim., 18, 102 (1960).
5. E.L.Feinberg, D.S.Czernawski. Usp. Fiz. Nauk, 82, 3 (1964).
6. J. Werle. Nucl. Phys. 49, 433 (1963).
7. J.Werle. Nucl, Phys., 44, 579 (1963).
8. E.Fermi. Phys. Rev., 81, 115 (1951).
9. A.G.Barkow, B.Chamany, O.M.Haskin, R.L.Jain, E. Lohrman, M.W.Teucher and M.Schein. Phys. Rev., 122, 617 (1961).
10. K.J.Foley, S.I. Linderbaum, W.A. Love, S.Osaki, J.J.Russell and L.C.L. Yuan. Phys. Rev. Lett., 11, 425 (1963)
11. M.Miesowicz (private communication).
12. J. Gierula. Fortschr. d.Phys. 11, 109 (1963).

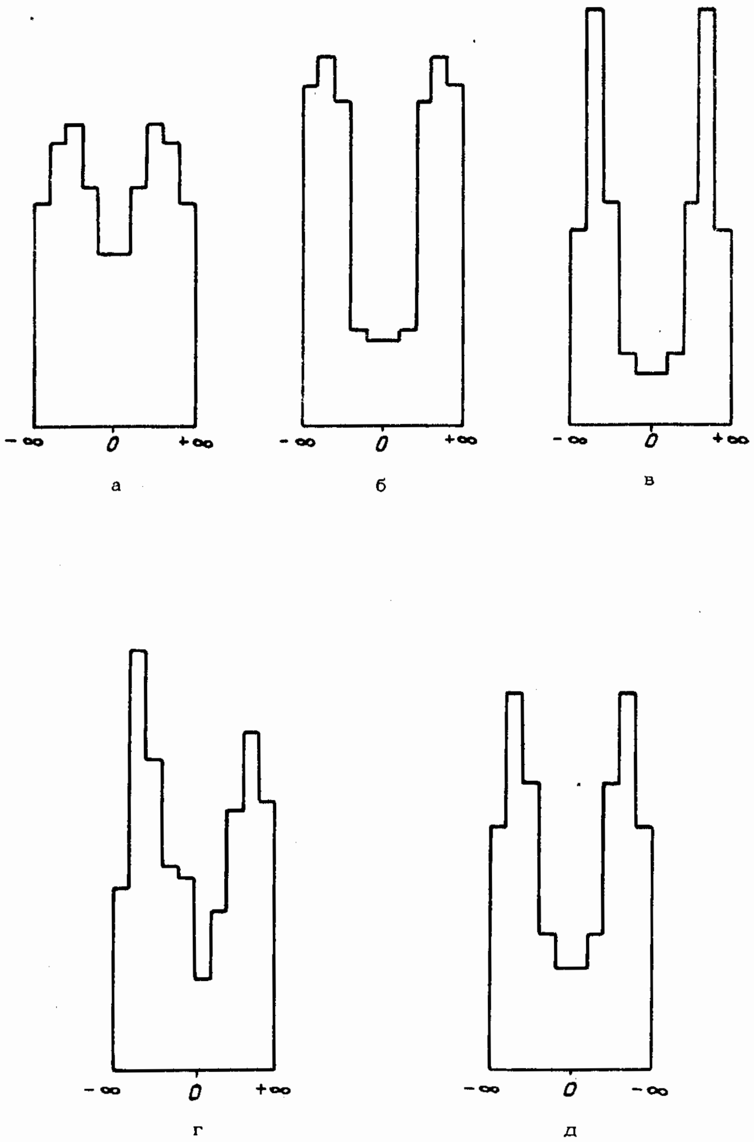
x/ Мы признательны проф. М.Миесовичу за сообщение нам этого результата.



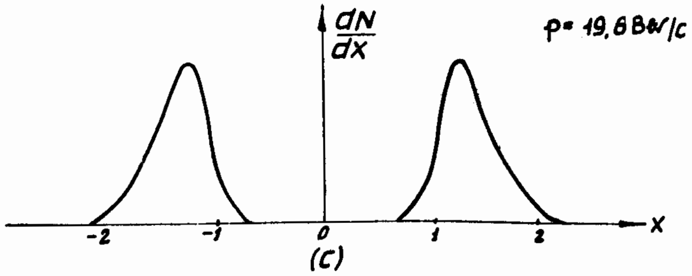
Р и с. 1. Дифференциальное угловое распределение для разных значений первичной энергии: а) $E = 10^{12}$ эв, б) $E = 10^{13}$ эв, в) $E = 10^{14}$ эв.



Р и с. 2. Интегральное угловое распределение отдельных максимумов в координатах Даллера и Волькера для разных значений первичной энергии: а) $E = 10^{12}$ эв, б) $E = 10^{13}$ эв., в) $E = 10^{14}$ эв.



Р и с. 3. Интегральное угловое распределение в координатах Герули, Миесовича и Зелинского/4/ для разных значений первичной энергии
а) $E = 10^{12}$ эв , б) $E = 10^{13}$ эв , в) $E = 10^{14}$ эв ,
г) экспериментальное распределение/3/ для энергии $E \geq 10^{12}$ эв ,
д) теоретическое распределение для $E \geq 10^{12}$ эв.



Р и с. 4. Дифференциальное угловое распределение для упругих p – p -взаимодействий при p = 19,6 Гэв/с.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июня 1964 г.