



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

---

Л.Д. Соловьев, Чэнь Цун-мо

Д-728

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО МЕТОДА  
ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ АМПЛИТУДЫ ФОТОРОЖДЕНИЯ  
ИЗ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ

Л.Д. Соловьев, Чэнь Цун-мо

Д-728

1109/1 48

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО МЕТОДА  
ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ АМПЛИТУДЫ ФОТОРОЖДЕНИЯ  
ИЗ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ

СОДЕРЖАНИЕ  
ИЗДАНИЯ  
ИЗДАТЕЛЬСТВО

### А н н о т а ц и я

Исходя из одномерных дисперсионных соотношений /рассматриваемых в наблюдаемой области/ получено выражение для амплитуды фоторождения пионов на нуклонах при низких энергиях. Учтена отдача нуклона. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом для угловых распределений нейтральных пионов.

## 1. В в е д е н и е

Процессы фоторождения пионов на нуклонах с помощью дисперсионных соотношений изучались в работах многих авторов.<sup>/1-5/</sup> При этом в работах<sup>/1,2/</sup> приближенно учитывалась отдача нуклона и не учитывался вклад  $\pi\pi$ -взаимодействия. В работах<sup>/3-5/</sup> с помощью представления Мандельстама получены формулы, в принципе учитывающие отдачу нуклона и  $\pi\pi$ -взаимодействие. При этом сравнение с экспериментом было проделано лишь<sup>/3/</sup> вблизи порога. В работах<sup>/3,5/</sup> основное внимание уделяется учету  $\pi\pi$ -взаимодействия. Данная работа посвящена учету поправок на отдачу нуклона. Мы исходим из одномерных дисперсионных соотношений и не рассматриваем  $\pi\pi$ -взаимодействие. Одномерные дисперсионные соотношения, вообще говоря, содержат ненаблюдаемую область, которая исчезает лишь при единственном значении квадрата переданного импульса. Мы разлагаем амплитуду фоторождения вблизи этого значения квадрата переданного импульса, исключая, таким образом, ненаблюдаемую область. При этом мы считаем, что при рассматриваемых энергиях достаточно ограничиться  $S$  и  $P$  волнами для нейтральных пионов, а для заряженных пионов высшие парциальные волны достаточно учесть лишь в члене прямого фотон-пионного взаимодействия. Такой метод /мы называем его дифференциальным/ обладает рядом преимуществ по сравнению с интегральным методом<sup>/4/</sup>, когда дисперсионные соотношения интегрируются по углу. Во-первых, интегральный метод приводит к очень громоздким формулам. Во-вторых, при этом в дисперсионных интегралах возникает ненаблюдаемая область. Может оказаться, что разложения по парциальным волнам в ненаблюдаемой области сходятся медленно. Тогда, ограничиваясь под интегралами в дисперсионных соотношениях конечным числом парциальных волн, мы могли бы сделать заметную ошибку. Именно этим обстоятельством объясняет А.М. Балдин расхождение полученных им кривых с экспериментами по угловым распределениям  $\pi^0$ -мезонов.<sup>/6/</sup>

С помощью дифференциального метода нами получено удовлетворительное согласие с этими экспериментами.

Заметим, что если пренебречь отдачей нуклона /устремить массу нуклона к бесконечности/, то оба метода-дифференциальный и интегральный - дают одинаковые результаты.

Дифференциальный метод использован в работе <sup>/8/</sup>. Его преимущества /применительно к двойным дисперсионным соотношениям/ были подробно проанализированы в работе <sup>/9/</sup>.

## 2. Получение парциальных амплитуд с помощью дифференцирования

Мы будем рассматривать фоторождение пионов на нуклонах в системе центра масс и использовать систему единиц, в которой  $\hbar = c =$  /масса пиона/ = 1. Основные обозначения следующие:

$M$	- масса нуклона
$K$	- энергия фотона
$\omega_q$ и $q$	- энергия и импульс пиона
$E_1$ и $E_2$	- энергия начального и конечного нуклона
$W$	- полная энергия
$\chi$	- косинус угла между импульсами фотона и пиона
$\alpha = \pm, 0$	- изотопические переменные.

Амплитуда фоторождения пионов на нуклонах может быть выражена через 12 инвариантных амплитуд  $\mathcal{F}_i^{(\alpha)}(w, \chi)$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), для которых существуют следующие одномерные дисперсионные соотношения:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \mathcal{F}_i^{(\alpha)}(w, \chi) &= \mathcal{F}_i^{(\alpha)B}(w, \chi) + \int_{M+1}^{\infty} dw' K_{ij}^{(\alpha)}(w, w'; \chi) \operatorname{Im} \mathcal{F}_j^{(\alpha)}(w', \chi') \\ &= \mathcal{F}_i^{(\alpha)B}(w, \chi) + \delta \mathcal{F}_i^{(\alpha)}(w, \chi) \end{aligned} \quad /1/$$

$$K(\omega_q - q\chi) = K'(\omega_{q'} - q'\chi');$$

через  $\delta \mathcal{F}_i^{(\alpha)}(w, \chi)$  мы будем обозначать дисперсионные интегралы.

Явный вид борновских членов  $\mathcal{F}_i^{(\alpha)B} = \mathcal{F}_{ie}^{(\alpha)B} + \mathcal{F}_{i\mu}^{(\alpha)B}$  и ядер  $K_{ij}^{(\alpha)}$ , а также связь функций  $\mathcal{F}_i^{(\alpha)}$  с сечением фоторождения можно найти в статьях <sup>/1,2/</sup>.

Чтобы сравнить теорию с экспериментом при низких энергиях для нейтральных пионов, достаточно учесть  $S$  и  $P$  волны, а для заряженных пионов, кроме  $S$  и  $P$  волн, учесть лишь те высшие волны, которые содержатся в  $\mathcal{F}_{ie}^{(\alpha)B}$ . точнее, в той части  $\mathcal{F}_{ie}^{(\alpha)B}$ , которая соответствует прямому фотон-пионному взаимодействию.

При этом

$$\delta \mathcal{F}_1^{(\alpha)}(w, x) = \delta E_{0+}^{(\alpha)}(w) + 3\{\delta M_{1+}^{(\alpha)}(w) + \delta E_{1+}^{(\alpha)}(w)\}x$$

$$\delta \mathcal{F}_2^{(\alpha)}(w, x) = 2\delta M_{1+}^{(\alpha)}(w) + \delta M_{1-}^{(\alpha)}(w)$$

$$\delta \mathcal{F}_3^{(\alpha)}(w, x) = 3\{\delta E_{1+}^{(\alpha)}(w) - \delta M_{1+}^{(\alpha)}(w)\} \quad /2/$$

$$\delta \mathcal{F}_4^{(\alpha)}(w, x) = 0$$

или

$$\delta \mathcal{F}_i^{(\alpha)}(w, x) = \delta \mathcal{F}_i^{(\alpha)}(w, x_0) + \delta \mathcal{F}_i^{(\alpha)'}(w, x_0)(x - x_0), \quad /3/$$

где штрихом обозначена производная по  $x$ ,

откуда

$$\delta E_{0+}^{(\alpha)}(w) = \delta \mathcal{F}_1^{(\alpha)}(w, x_0) - \delta \mathcal{F}_1^{(\alpha)'}(w, x_0)x_0$$

$$\delta E_{1+}^{(\alpha)}(w) = \frac{1}{6}\{\delta \mathcal{F}_1^{(\alpha)'}(w, x_0) + \delta \mathcal{F}_3^{(\alpha)'}(w, x_0)\}$$

$$\delta M_{1+}^{(\alpha)}(w) = \frac{1}{6}\{\delta \mathcal{F}_1^{(\alpha)'}(w, x_0) - \delta \mathcal{F}_3^{(\alpha)'}(w, x_0)\} \quad /4/$$

$$\delta M_{1-}^{(\alpha)}(w) = \delta \mathcal{F}_2^{(\alpha)}(w) - \frac{1}{3}\{\delta \mathcal{F}_1^{(\alpha)'}(w, x_0) - \delta \mathcal{F}_3^{(\alpha)'}(w, x_0)\}.$$

Мы выберем в качестве  $x_0$  такое значение косинуса угла, при котором под интегралом в /1/ отсутствует ненаблюдаемая область, т.е.

$$x_0 = \frac{\kappa \omega q - \kappa_{\text{пор}}}{\kappa q}, \quad \kappa_{\text{пор}} = \frac{2M+1}{2(M+1)}. \quad /5/$$

При этом под интегралом в /1/

$$x' = \frac{\kappa' \omega q' - \kappa_{\text{пор}}}{\kappa' q'} \quad /6/$$

принимает лишь наблюдаемые значения и мы можем разложить  $I_m \mathcal{F}_i^{(\alpha)}(w; x')$  по парциальным волнам. Мы ограничимся в этом разложении лишь амплитудой магнитно-дипольного перехода в состояние с полным и изотопическим моментом

$\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$  :

$$I_m \mathcal{F}_1^{(+)}(w; x') = -2I_m \mathcal{F}_1^{(-)}(w; x') = 2I_m M_{1+\mu}^{3/2} x'$$

$$I_m \mathcal{F}_2^{(+)}(w; x') = -2I_m \mathcal{F}_2^{(-)}(w; x') = \frac{4}{3}I_m M_{1+\mu}^{3/2} \quad /7/$$

$$I_m \mathcal{F}_3^{(+)}(w; x') = -2I_m \mathcal{F}_3^{(-)}(w; x') = -2I_m M_{1+\mu}^{3/2}$$

$$\text{Im } \mathcal{F}_4^{(+)}(w', x') = \text{Im } \mathcal{F}_4^{(-)}(w', x') = 0$$

/7/

$$\text{Im } \mathcal{F}_i^{(0)}(w', x') = 0.$$

Таким образом, мы выразили все вклады от дисперсионных интегралов через одну функцию  $\text{Im } M_{1+\mu}^{3/2}$ .

Для борновских членов парциальных амплитуд, соответствующих нейтральным пионам, мы можем воспользоваться аналогичными формулами, однако, для простоты мы положим в этом случае  $x_0 = 0$ :

$$E_{0+}^B(w) = \mathcal{F}_1^B(w, 0)$$

$$E_{1+}^B(w) = \frac{1}{6} \{ \mathcal{F}_1^{B'}(w, 0) + \mathcal{F}_3^B(w, 0) \}$$

$$M_{1+}^B(w) = \frac{1}{6} \{ \mathcal{F}_1^{B'}(w, 0) - \mathcal{F}_3^B(w, 0) \}$$

/8/

$$M_{1-}^B(w) = \mathcal{F}_2^B(w, 0) - \frac{1}{3} \{ \mathcal{F}_1^{B'}(w, 0) - \mathcal{F}_3^B(w, 0) \}.$$

Для заряженных пионов это остается верным для части борновских членов, зависящих от магнитных моментов. При этом для амплитуды  $M_{1+\mu}^{3/2}$  мы получаем следующее уравнение

$$\begin{aligned} \text{Re } M_{1+\mu}^{3/2}(w) &= M_{1+\mu}^{3/2 B}(w) + \delta M_{1+\mu}^{3/2}(w) \\ &= \frac{1}{3} (\mu_p - \mu_n) + \frac{M^2(w-M)(M+E_1)(M+E_2)^{1/2}}{w[w^2-M^2-2K\omega_q]} \left[ 1 + \frac{2MK}{(w^2-M^2-2K\omega_q)} \right] \\ &+ \frac{1}{6\pi} \frac{(w-M)}{w} [(M+E_1)(M+E_2)]^{1/2} \mathcal{P} \int_{M+1}^{\infty} dw' \frac{w'}{2(w'-M)(M+E_1')(M+E_2')^{1/2}} \\ &\times \left\{ \frac{1}{(w'-w)} \left( \frac{K}{K'} + 1 \right) - \frac{2K}{(w'-M)(w-M)} + \frac{2}{[w'^2-w^2-2M^2-2K\omega_p]} \left[ \frac{K}{K'} (w'+w - \frac{2K\omega_p}{w-M}) \right. \right. \\ &+ (w'-w-2M + \frac{2K\omega_p}{w'-M}) + 2 \left( \frac{K'\omega_q' - K\omega_p}{K'} + \frac{2}{3} (M+E_2') \right) \left. \right\} \\ &+ \frac{6K}{(w-M)[w'^2-w^2-2M^2-2K\omega_p]^2} \left[ \frac{K'\omega_q' - K\omega_p}{K'} \{ w'^2+w^2-2M^2-(w'+w)(w-M) \} \right. \\ &\left. + \frac{2}{3} (M+E_2') \{ w'^2+w^2-2M^2+(w'-M)(w-M) \} \right] \text{Im } M_{1+\mu}^{3/2}(w'), \end{aligned}$$

/9/

где  $\mu_p$  и  $\mu_n$  — полные магнитные моменты протона и нейтрона. В качестве его решения мы возьмем следующее /удовлетворяющее условию унитарности/ выражение<sup>/1/</sup>

$$M_{1+\mu}^{3/2}(\omega) = \frac{\mu_p - \mu_n}{2f} \frac{K}{q} f_{33}, \quad /10/$$

где амплитуда рассеяния  $f_{33}$  имеет вид:

$$f_{33} = \frac{4}{3} \frac{f^2 q^2 / \omega}{1 - \frac{\omega}{\omega_2} - i \frac{4}{3} f^2 q^2 / \omega}, \quad (\omega = \omega - M, \quad \omega_2 = 2.17). \quad /11/$$

Если мы теперь приближенно положим

$$I_m M_{1+\mu}^{3/2}(\omega) = \frac{4.69}{3M} e f K q \delta(\omega - \omega_2) \quad /12/$$

и подставим это равенство в уравнение /9/, то для  $Re M_{1+\mu}^{3/2}$ , мы получим из него выражение, которое у порога в точности совпадает с тем, что получается из /10,11/. Это дает нам основание считать, что выражение /10,11/ является достаточно хорошим решением уравнения /9/ и мы будем его использовать для вычисления  $\delta E_{0+}^{(\pm)}$ ,  $\delta E_{1+}^{(\pm)}$ ,  $\delta M_{1-}^{(\pm)}$ , и  $\delta M_{1+}^{(\pm)}$ . Для простоты вычислений мы ограничимся приближением /12/. При этом

$$\begin{aligned} \delta M_{1+\mu}^{3/2} &= \frac{2}{3} (\mu_p - \mu_n) f \frac{2K}{\omega} \frac{(1 - \frac{\omega}{\omega_2})}{(1 - \frac{\omega}{\omega_2})^2 + \frac{16}{9} f^4 q^4 / \omega^2} \\ &- f (\mu_p - \mu_n) \frac{M q (\omega - M) [(M + E_1)(M + E_2)]^{1/2}}{3W [W^2 - M^2 - 2K\omega q]} \left[ 1 + \frac{2MK}{W^2 - M^2 - 2K\omega q} \right]. \end{aligned} \quad /13/$$

### 3. Результаты вычислений

Проделав вычисления по формулам п. 2, мы получаем значения для вкладов дисперсионных интегралов, которые собраны в таблице 1.

Складывая выражения из таблицы 1 с борновскими членами для  $\pi^0$ -мезонов, получаем таблицу II, все величины в которой относятся к реакции



Дифференциальное сечение фоторождения  $\pi^0$ -мезонов имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A(\omega) + B(\omega)x + C(\omega)x^2, \quad /14/$$

где



$$A(\omega) = \frac{q}{k} \left\{ (E_{0+})^2 + \frac{5}{2} (M_{1+})^2 + (M_{1-})^2 + M_{1+} M_{1-} + \frac{9}{2} (E_{1+})^2 - 3E_{1+} (M_{1-} - M_{1+}) + \frac{10}{9} (I_m M_{1+\mu}^{3/2})^2 \right\}$$

$$B(\omega) = \frac{2q}{k} E_{0+} \left\{ M_{1+} + 3E_{1+} - M_{1-} \right\}$$

$$C(\omega) = \frac{q}{k} \left\{ -\frac{3}{2} (M_{1+})^2 + \frac{9}{2} (E_{1+})^2 + 9E_{1+} (M_{1+} - M_{1-}) - 3M_{1+} M_{1-} - \frac{2}{3} (I_m M_{1+\mu}^{3/2})^2 \right\}. \quad /15/$$

На черт. I построены графики этих величин, а на черт. II приведены графики угловых распределений  $\pi^+$ -мезонов для различных энергий при двух значениях  $f^2$ : 0,08 и 0,0877.

Для фоторождения  $\pi^+$ -мезонов  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$  / мы рассмотрели лишь случай, когда  $\chi = 0$  /угол  $90^\circ$ /.

При этом

$$\text{Re } \mathcal{F}_1(\omega, 0) = \mathcal{F}_1^B(\omega, 0) + \delta E_{0+}^{(-)}$$

$$\text{Re } \mathcal{F}_2(\omega, 0) = \mathcal{F}_2^B(\omega, 0) + (\delta M_{1-}^{(-)} + 2\delta M_{1+}^{(-)})$$

$$\text{Re } \mathcal{F}_3(\omega, 0) = \mathcal{F}_3^B(\omega, 0) + 3(\delta E_{1+}^{(-)} - \delta M_{1+}^{(-)}) \quad /16/$$

$$\text{Re } \mathcal{F}_4(\omega, 0) = \mathcal{F}_4^B(\omega, 0),$$

где  $\mathcal{F}_i$  и  $\mathcal{F}_i^B$  соответствуют  $\pi^+$ -мезонам. При этом  $I_m \mathcal{F}_i$  выражаются через  $I_m M_{1+\mu}^{3/2}$  /формулы /7//. Дифференциальное сечение  $\pi^+$ -мезонов, вылетающих под углом  $90^\circ$ , имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\pi^+)}{d\Omega} \Big|_{\theta=90^\circ} &= 2 \frac{q}{k} \left\{ (\text{Re } \mathcal{F}_1(\omega, 0))^2 + (\text{Re } \mathcal{F}_2(\omega, 0))^2 \right. \\ &+ \frac{1}{2} (\text{Re } \mathcal{F}_3(\omega, 0))^2 + \frac{1}{2} (\text{Re } \mathcal{F}_4(\omega, 0))^2 + \text{Re } \mathcal{F}_2(\omega, 0) \text{Re } \mathcal{F}_3(\omega, 0) \\ &\left. + \text{Re } \mathcal{F}_1(\omega, 0) \text{Re } \mathcal{F}_4(\omega, 0) + \frac{5}{18} (I_m M_{1+\mu}^{3/2})^2 \right\}. \quad /17/ \end{aligned}$$

Оно изображено на чертеже III. На чертеже IV построена величина

$$a_0^+ = \frac{d\sigma(\pi^+)}{d\Omega} \Big|_{\theta=90^\circ} / q\omega q(1 + \frac{k}{M})^{-2}.$$

Для фоторождения  $\pi^-$ -мезонов  $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$  / годны формулы /16/,

/17/ с той разницей, что  $F_i$  и  $F_i^0$  должны соответствовать  $\pi^-$ -мезонам, а перед  $\delta$ -членами в /16/ надо изменить знак. Наконец, на черт.  $\bar{Y}$  построен график отношения  $\frac{d\sigma(\pi^-)}{d\Omega} / \frac{d\sigma(\pi^+)}{d\Omega} \Big|_{\theta=90^\circ}$ .

#### 4. Обсуждение результатов

##### $\pi^0$ - мезоны.

Из черт. I видно, что вычисленные значения коэффициентов А и С неплохо согласуются с экспериментом. Для малого коэффициента В /характеризующего асимметрию вперед-назад/ имеется расхождение при больших энергиях.

На черт. II построены непосредственно угловые распределения<sup>x/</sup>. Мы видим, что для всех энергий угловые распределения  $\pi^0$ -мезонов неплохо согласуются с экспериментом.

На черт. II пунктиром нанесены кривые, полученные А.М. Балдиным<sup>/6/</sup>.

Мы видим, что дифференциальный метод дает значительно лучшее согласие с экспериментом для больших углов.

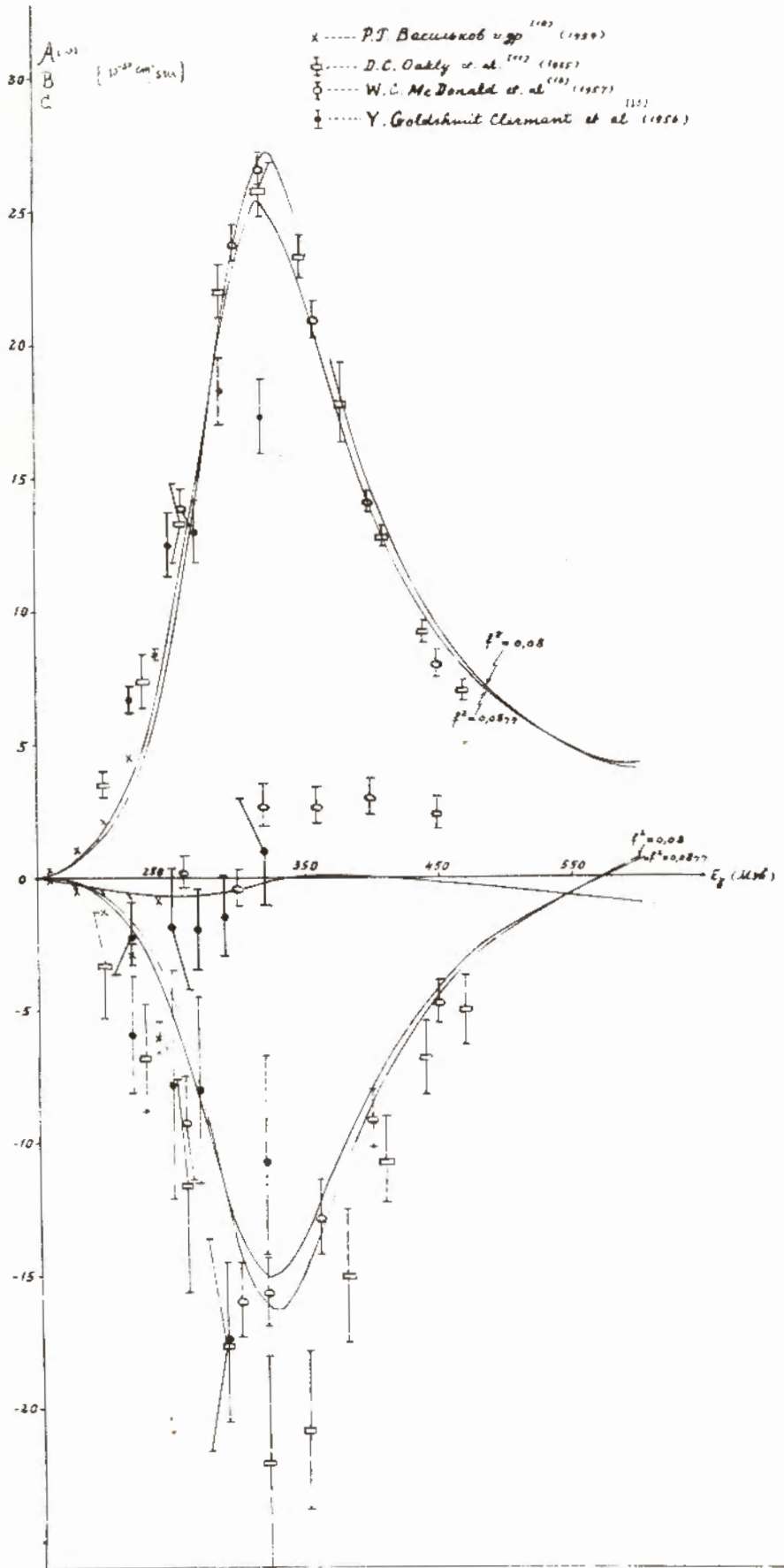
##### $\pi^\pm$ - мезоны.

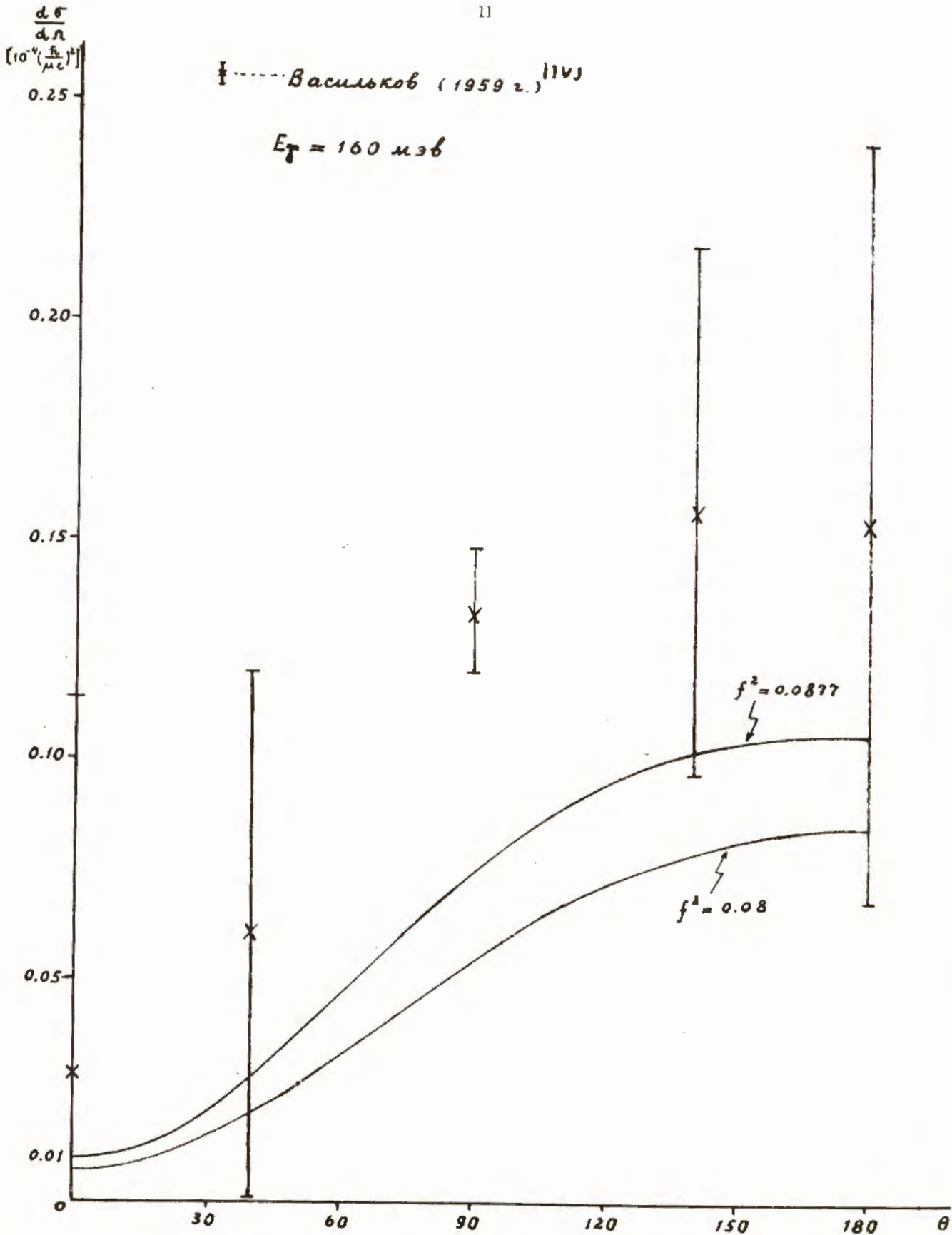
Для  $\pi^\pm$ -мезонов согласие с экспериментом значительно хуже. При малых энергиях расхождение наиболее заметно для отношения  $d\sigma(\pi^-)/d\sigma(\pi^+)$ . Можно предположить, что это расхождение возникает из-за грубости использованного здесь приближения /неучет  $\pi\pi$ -взаимодействия и малых фаз рассеяния, приближенное вычисление интегралов/.

Исходя из результатов сравнения с экспериментом, можно сделать вывод, что

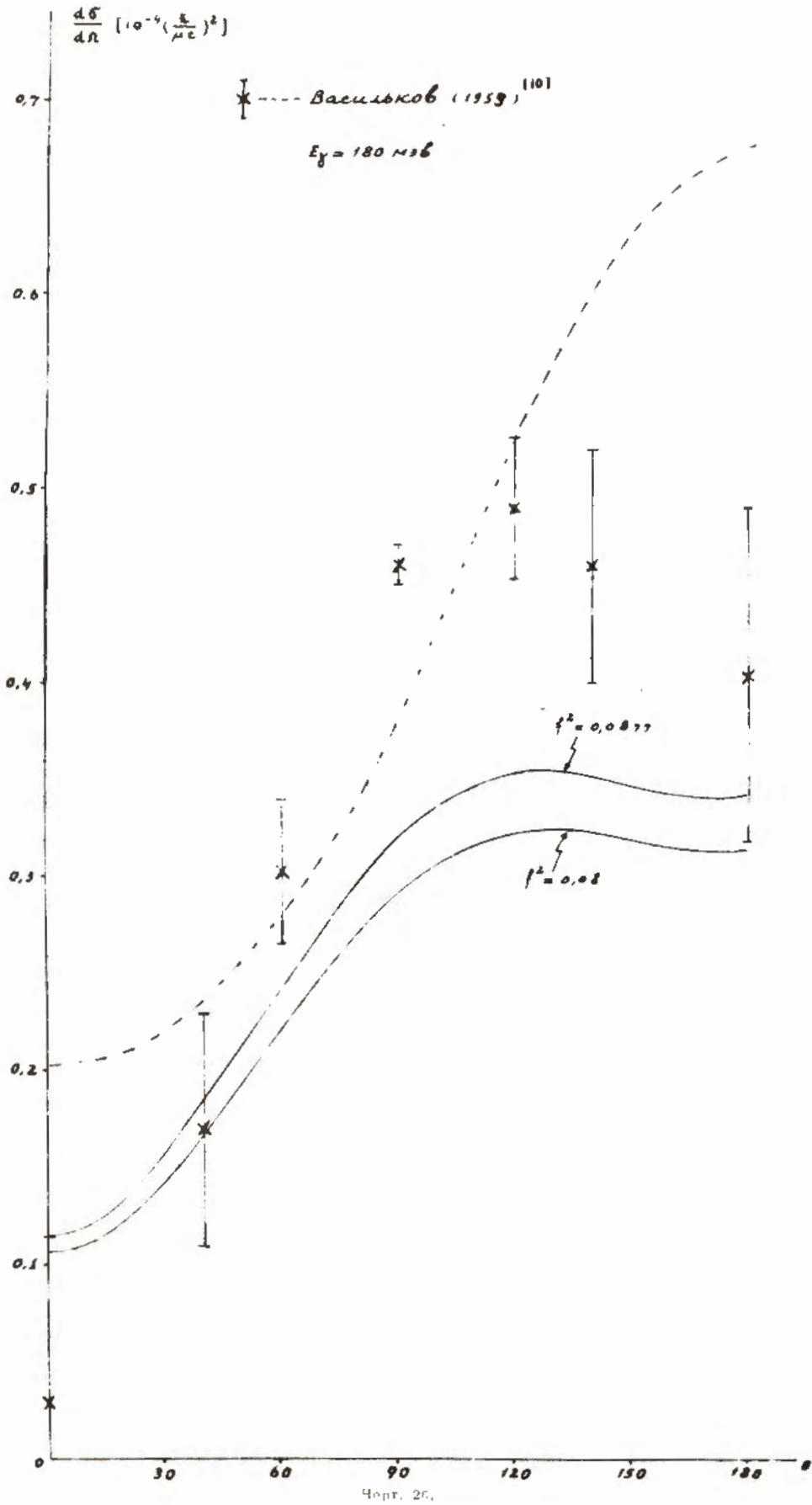
1. Дифференциальный метод может служить основой для дальнейшего улучшения результатов.
2. Самое большое расхождение при низких энергиях мы получили для отношения сечений  $\pi^-$  и  $\pi^+$  мезонов, т.е. для величины, которая наиболее чувствительна к влиянию  $\pi\pi$ -взаимодействия<sup>/3,4,5/</sup>. Поэтому в следующем приближении надо учитывать  $\pi\pi$ -взаимодействие.

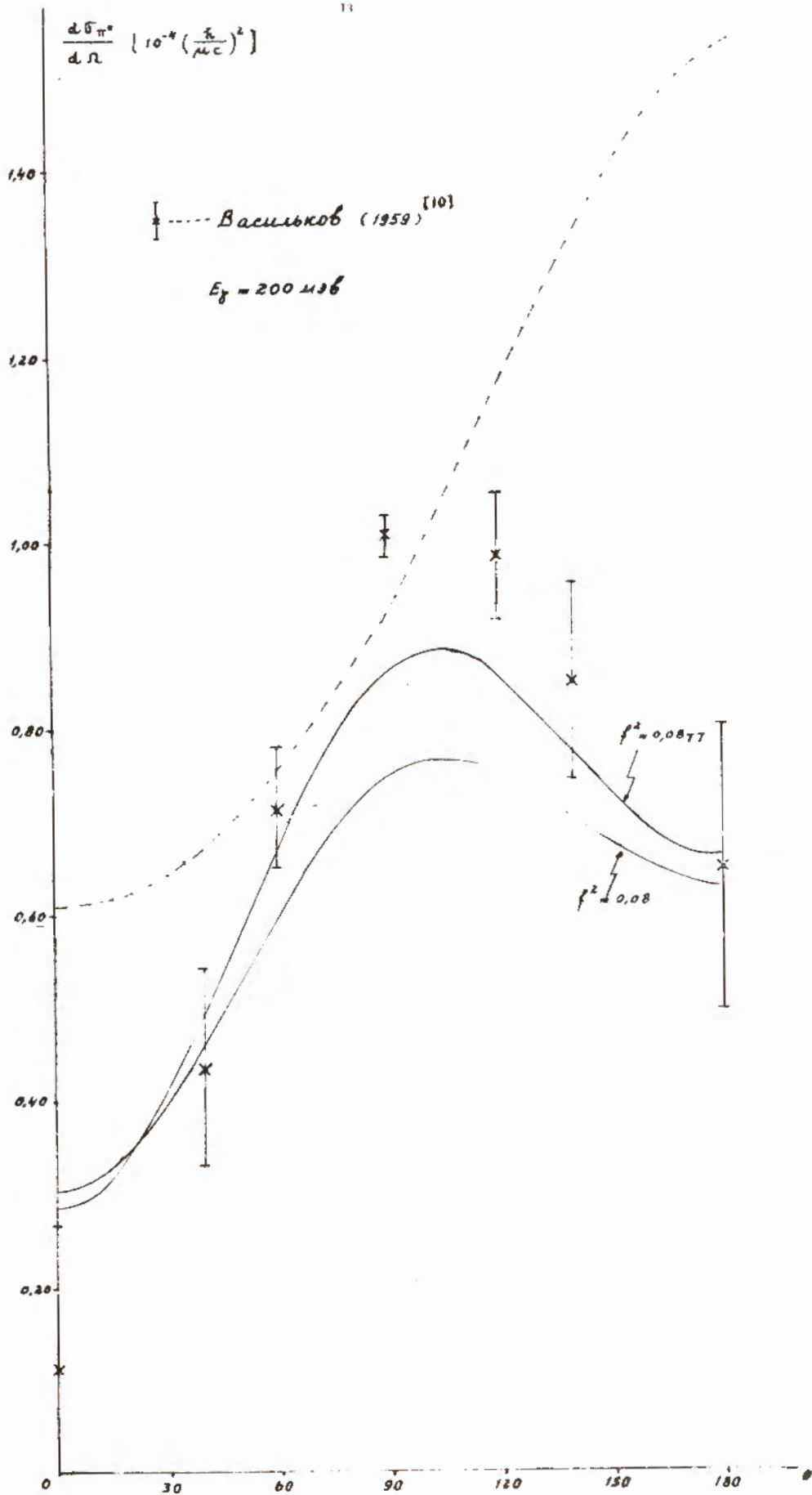
<sup>x/</sup> Для энергий 160, 180, 200, 220 Мэв построенные точки получены из данных для коэффициентов А, В и С, которые, в свою очередь, найдены из экспериментальных данных для 3-х углов.

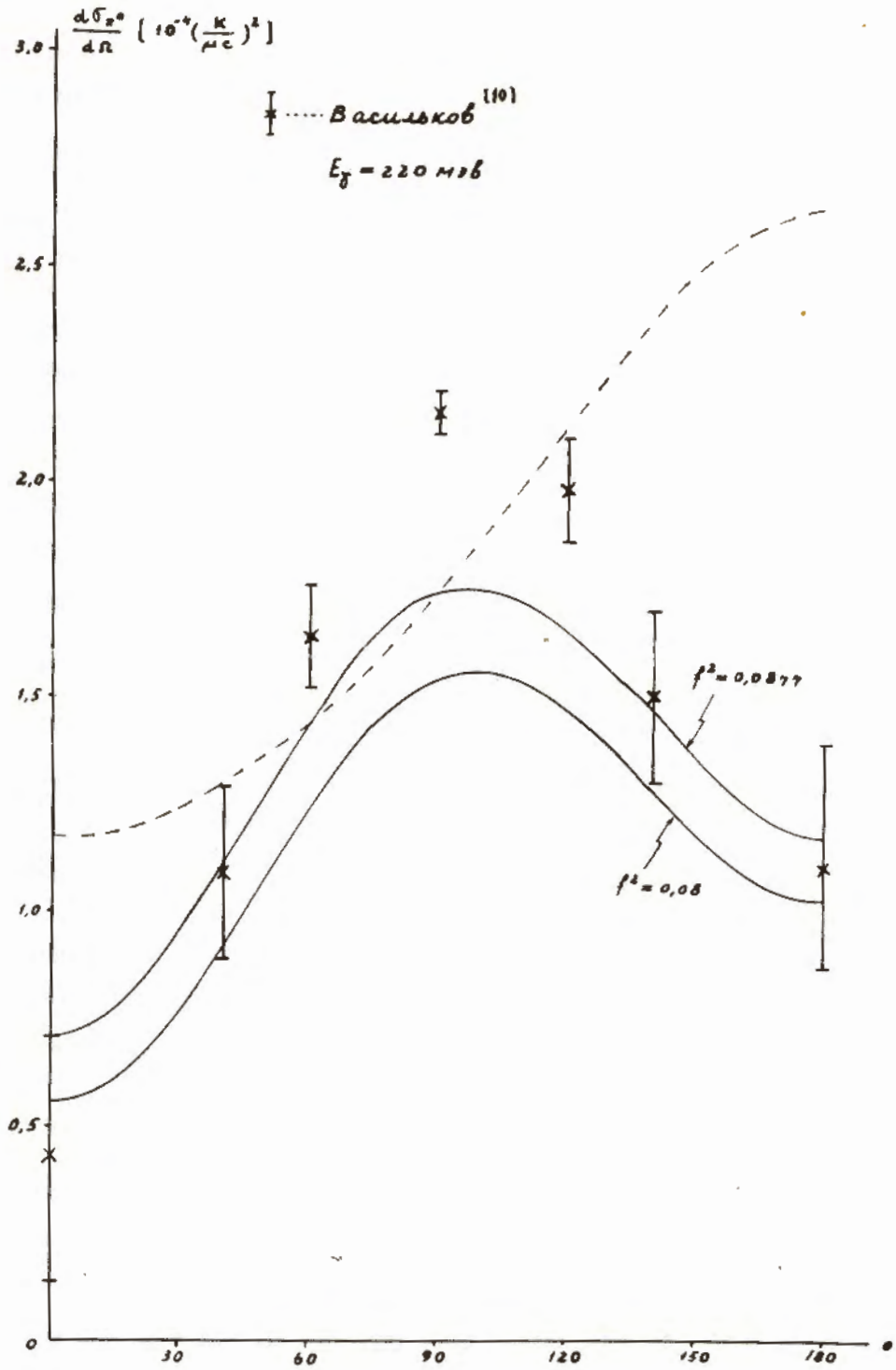


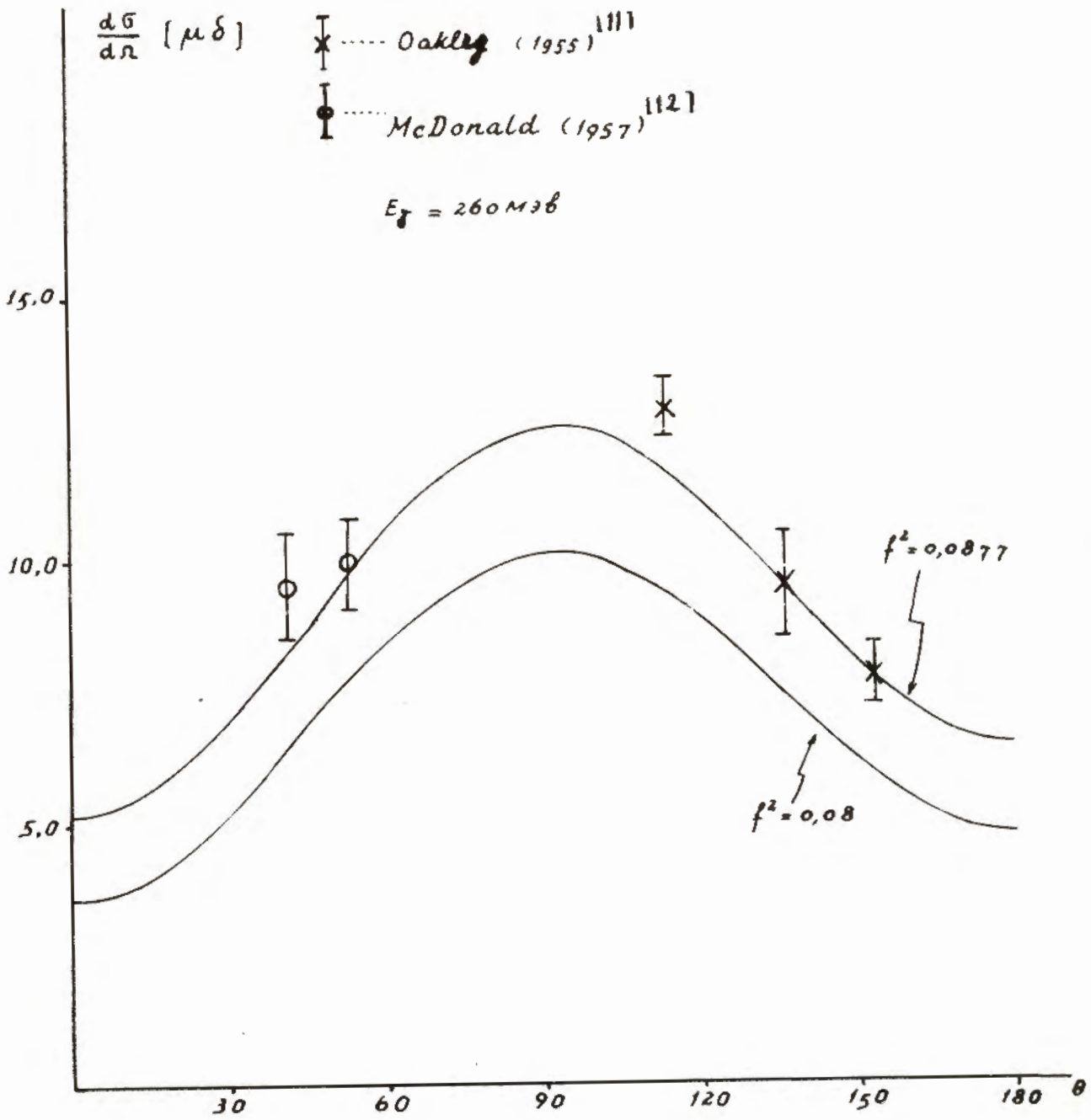


Черт 2а.



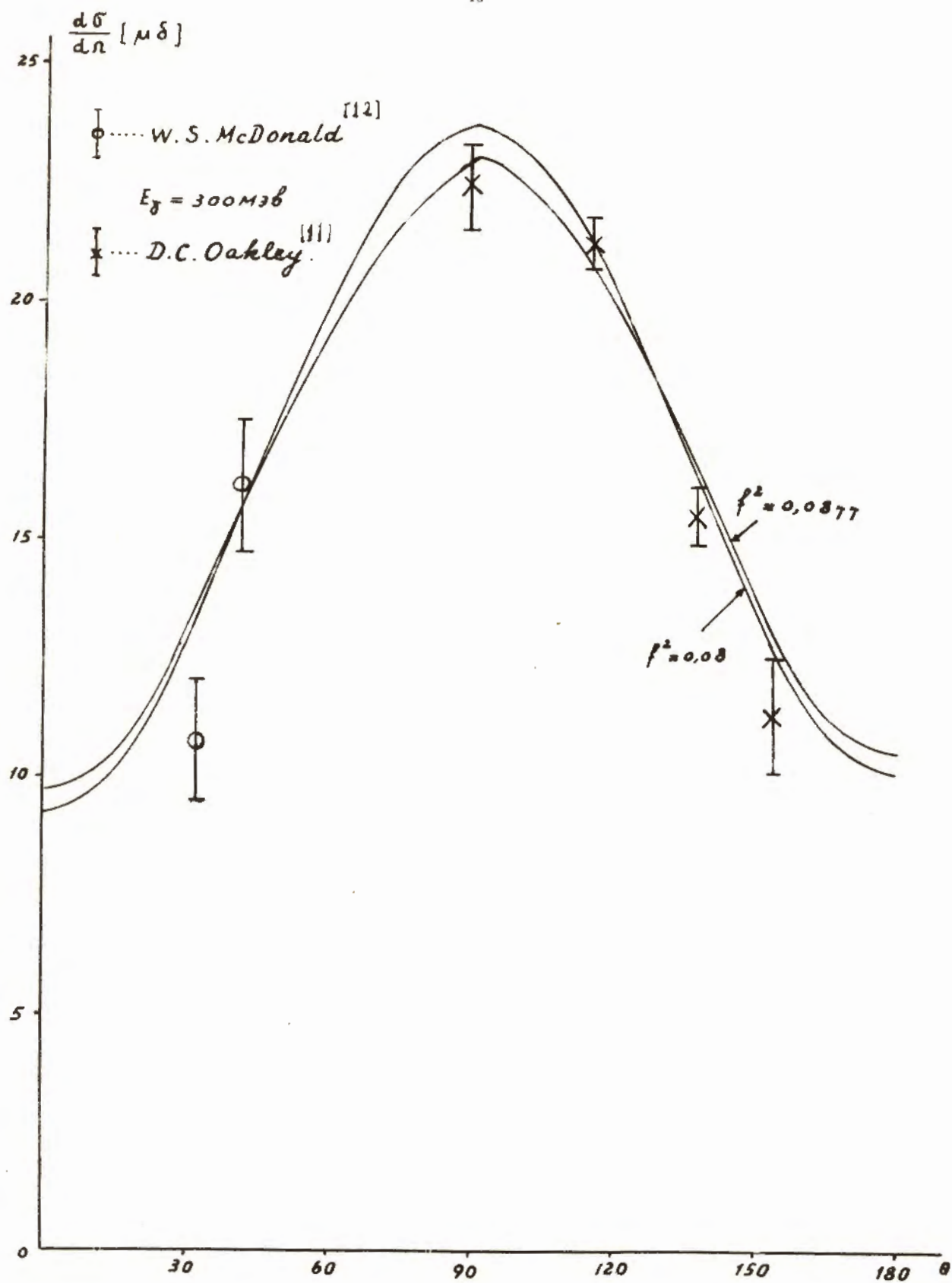


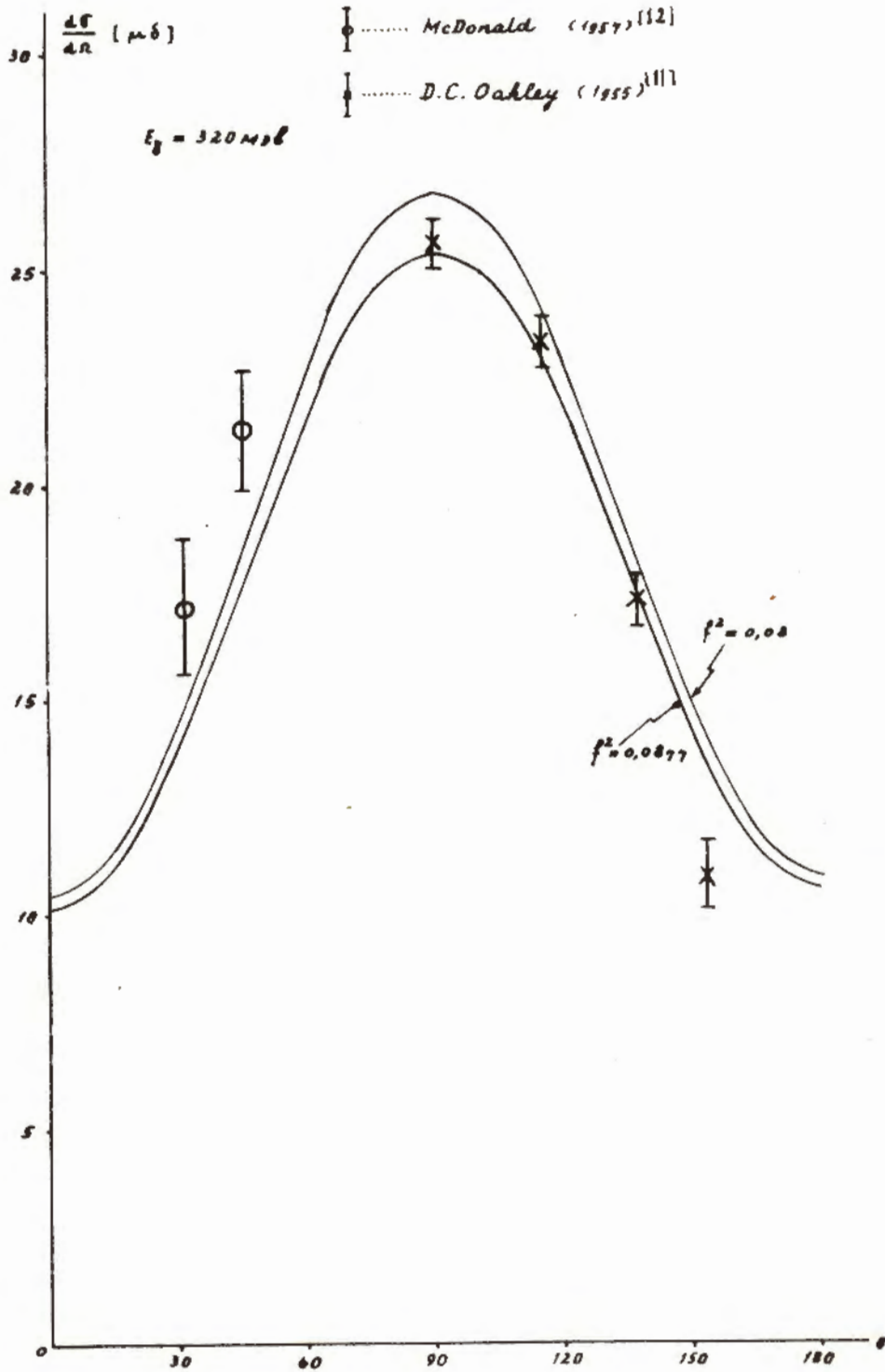




Черт. 2д.



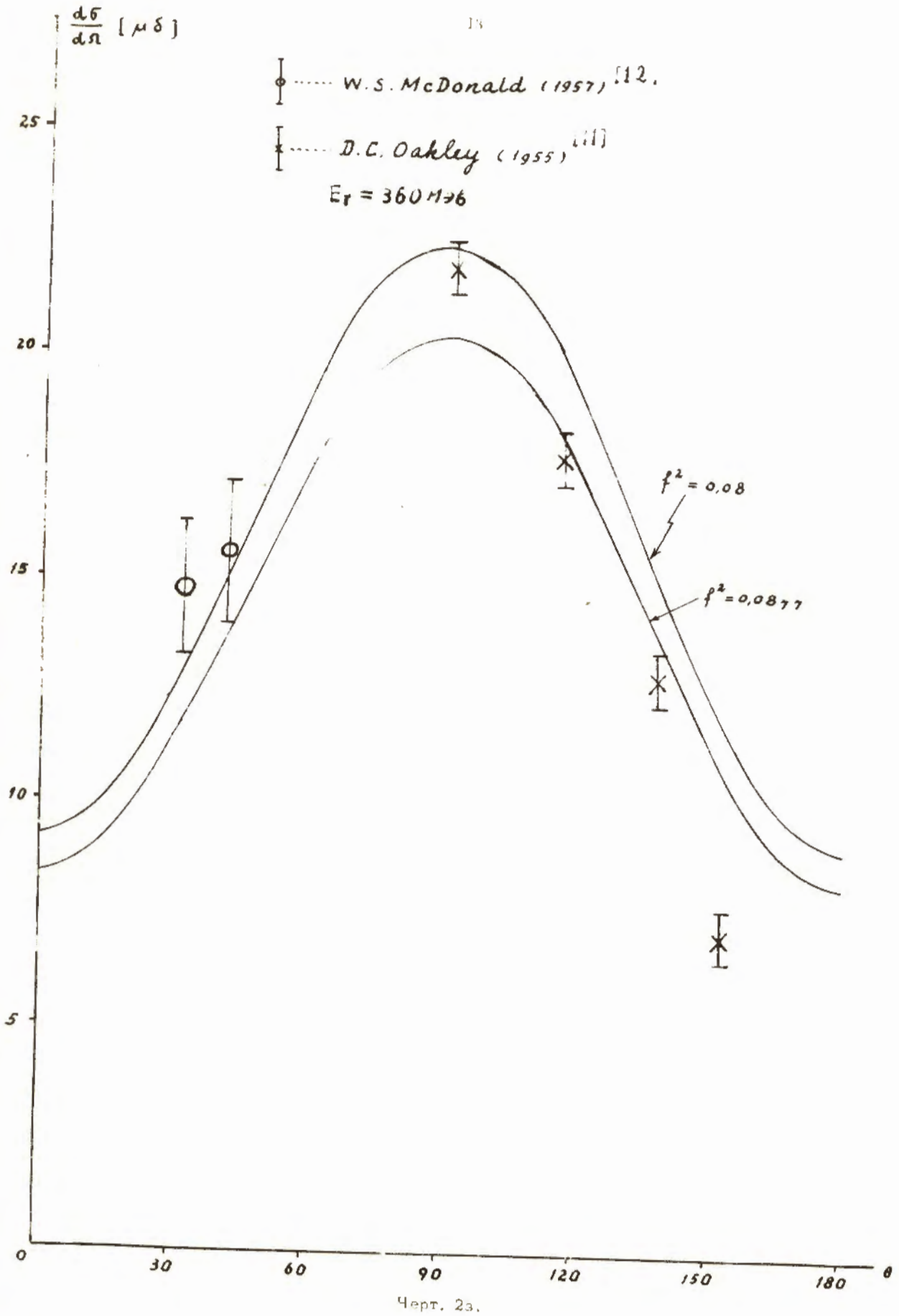


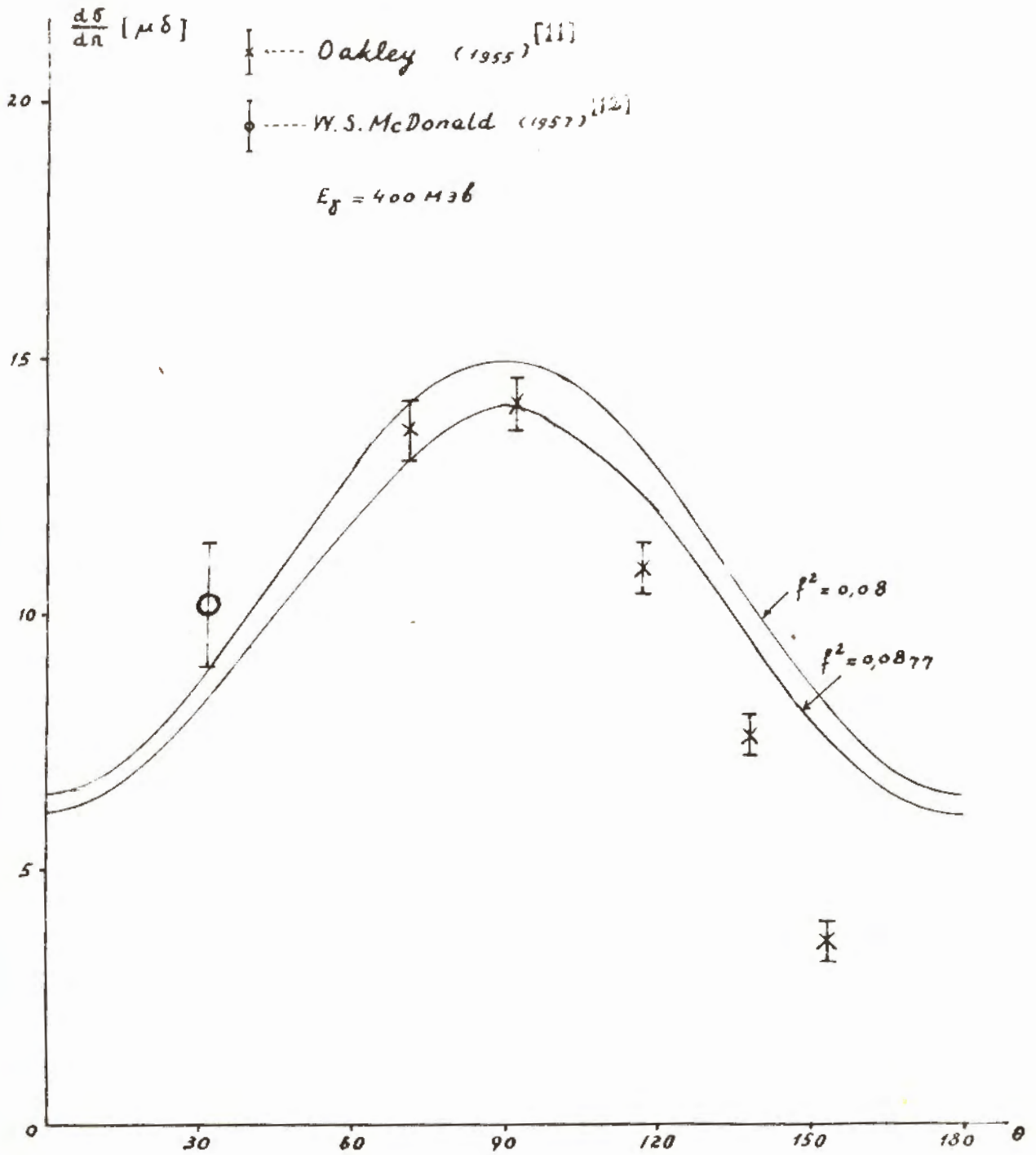


Черт. 2ж.

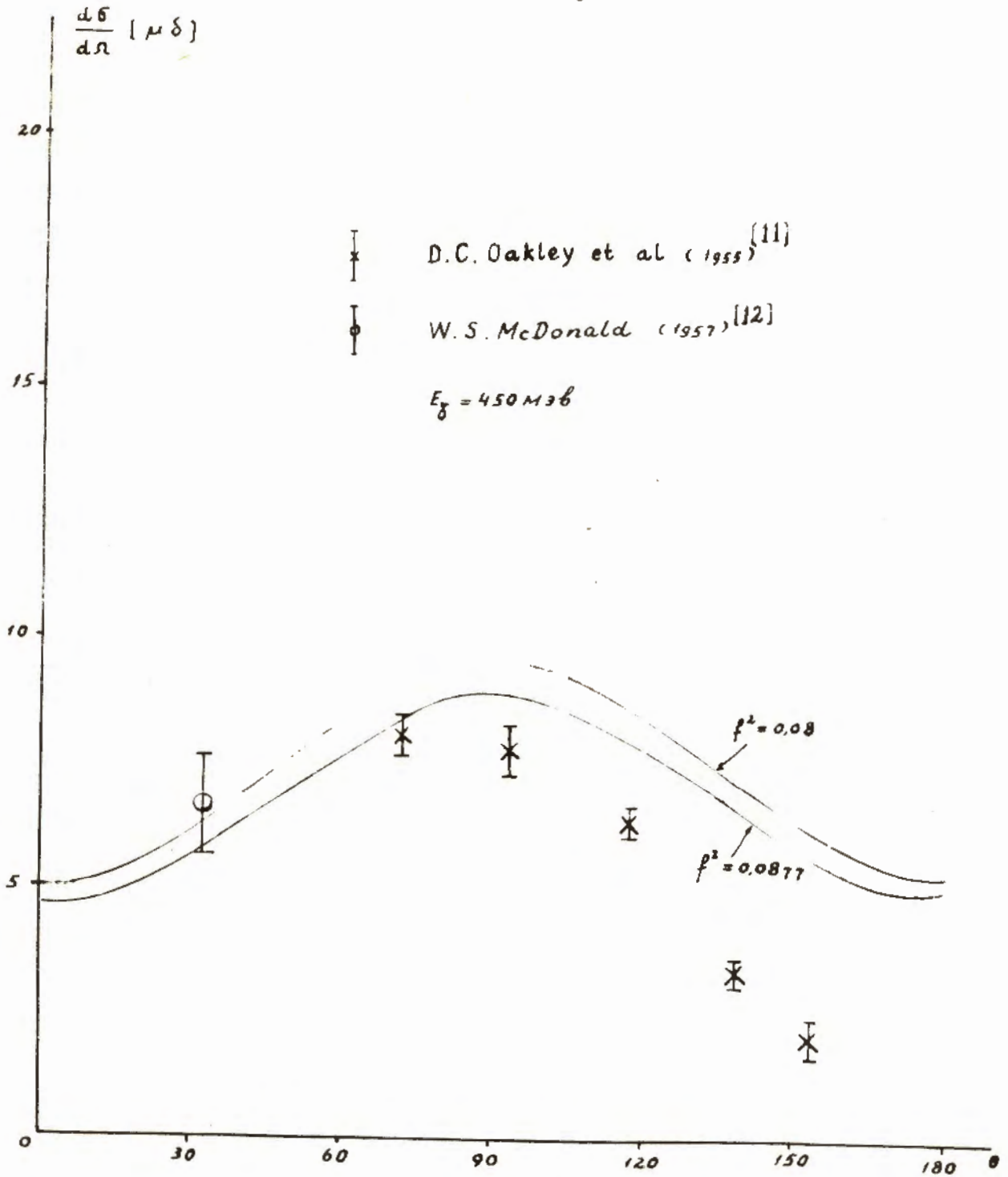
СОДИНЕННЫЙ М.  
 УЧЕБНИК ИССЛЕДОВАНИЯ  
 ЭМБЛЕМОТЕРА

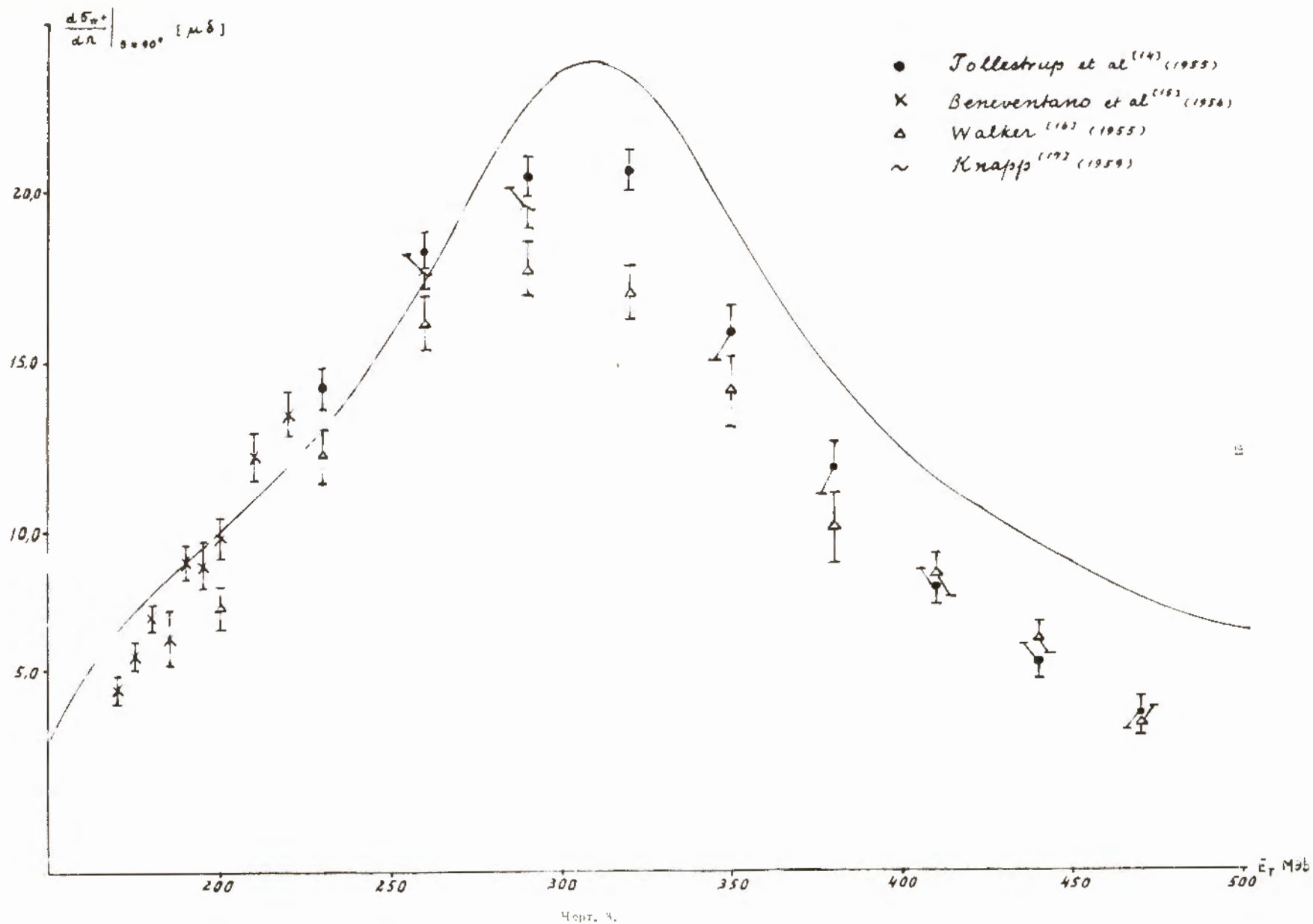
11.09/1. 38.

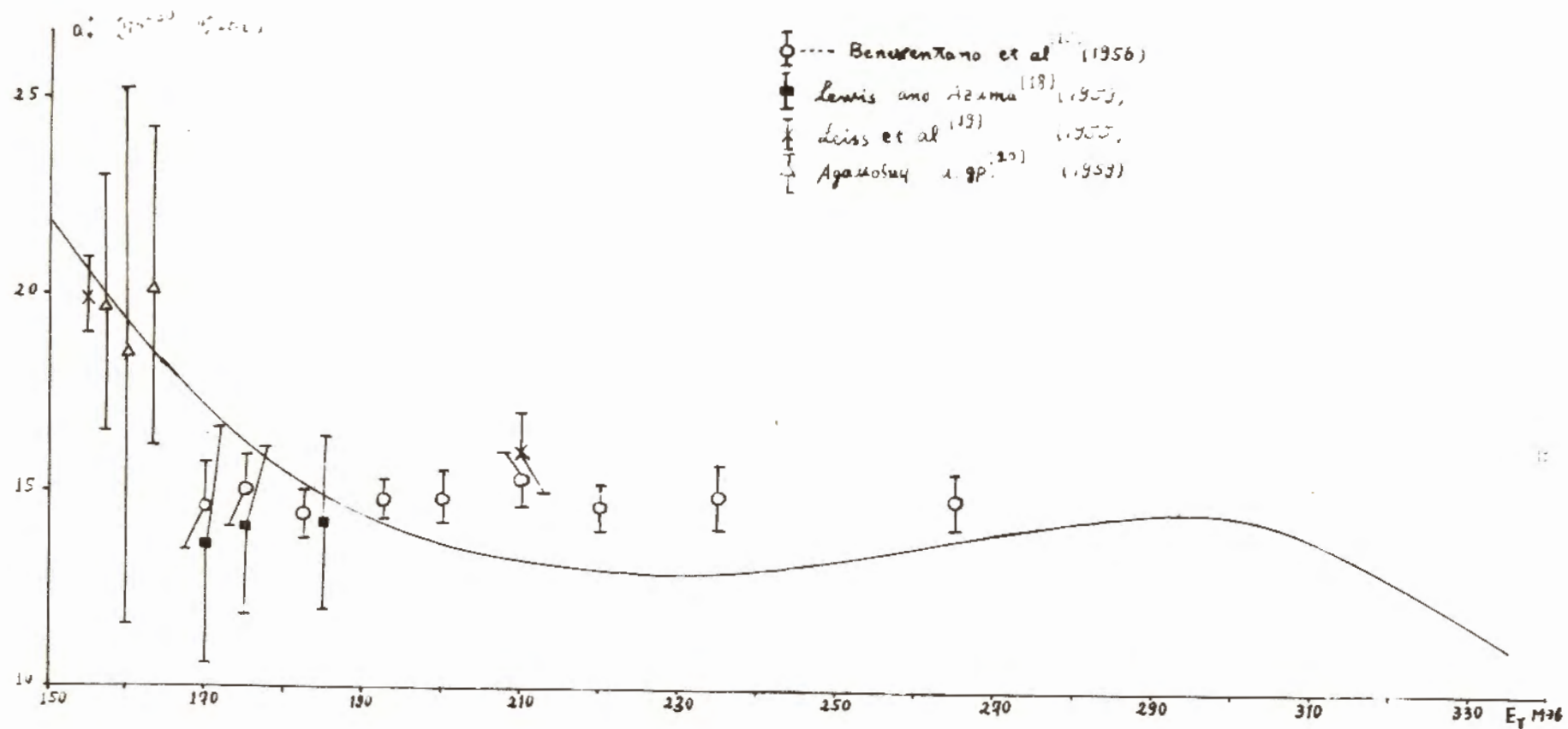




Черт. 2н.







- ⊥ Beneventano et al. <sup>(15)</sup> (1956)
- ⊞ Beneventano et al. <sup>(21)</sup> (1958)
- Hogg et al. <sup>(22)</sup> (1958)
- ⊥ Sands et al. <sup>(20)</sup> (1954)

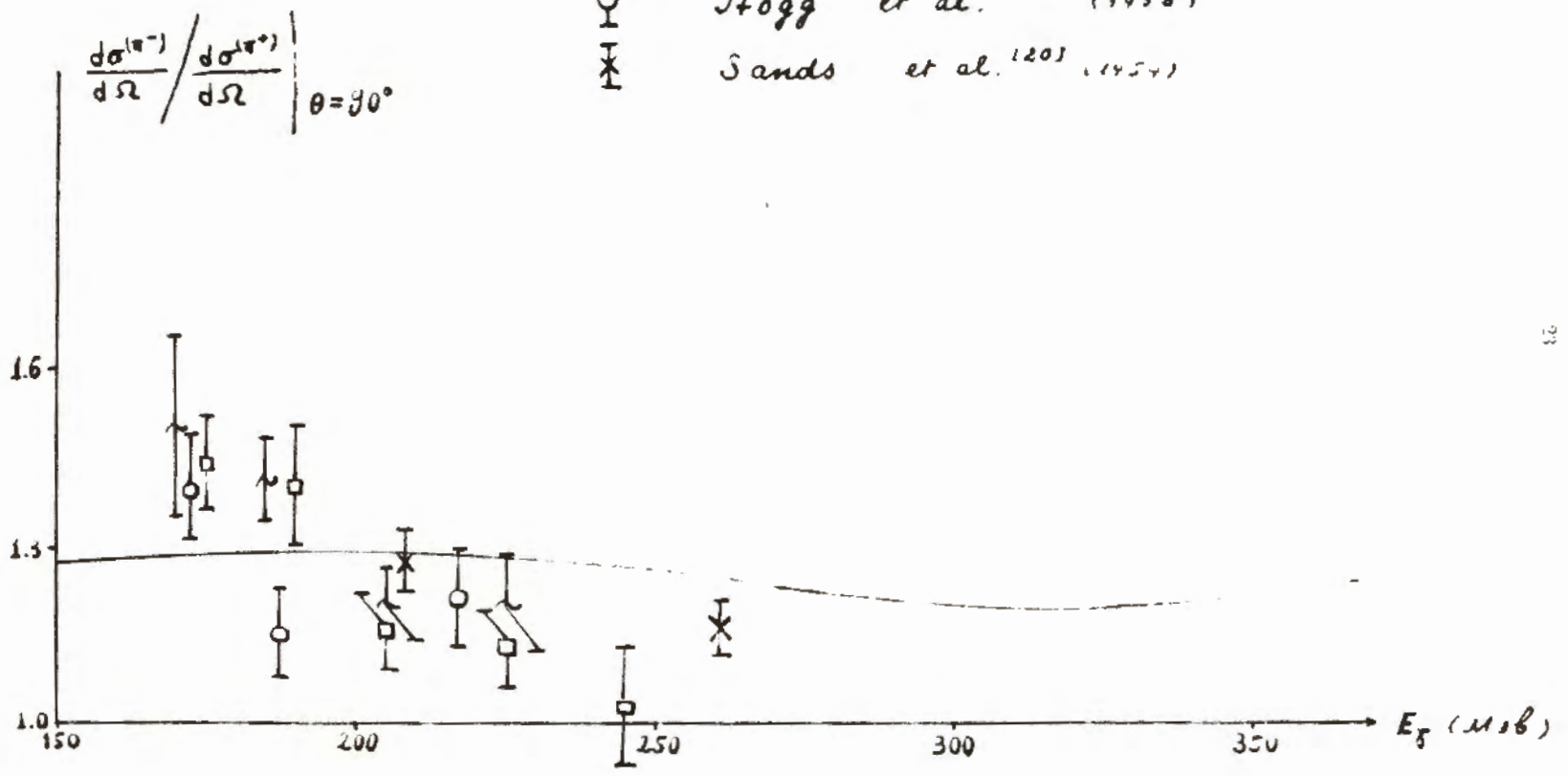




Таблица I

$\omega$	$\delta E_{0+}^{(+)} / ef$	$\delta E_{0+}^{(-)} / ef$	$\delta E_{1+}^{(+)} / ef$	$\delta E_{1+}^{(-)} / ef$	$\delta M_{1+}^{(+)} / ef$	$\delta M_{1+}^{(-)} / ef$	$\delta M_{1+}^{(+)} / ef$ $f^2 = 0,08$	$\delta M_{1+}^{(-)} / ef$ $f^2 = 0,08$	$\delta M_{1+}^{(+)} / ef$ $f^2 = 0,0877$	$\delta M_{1+}^{(-)} / ef$ $f^2 = 0,0877$	$J_m M_{1+}^{3/2} / ef$ $f^2 = 0,08$	$J_m M_{1+}^{3/2} / ef$ $f^2 = 0,0877$
1,0	0,26601	0,00543	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1,1	0,28829	0,00554	-0,00031	0	0,02802	0,01364	0,06985	-0,02409	0,06984	-0,03409	0,00279	0,00306
1,2	0,31004	0,00555	-0,00055	-0,00001	0,04251	0,02049	0,11862	-0,04288	0,11856	-0,04284	0,01325	0,01453
1,3	0,33128	0,00546	-0,00081	-0,00003	0,05511	0,02648	0,17390	-0,06550	0,17345	-0,06527	0,03613	0,03956
1,5	0,37222	0,00496	-0,00145	-0,00009	0,07885	0,03735	0,31487	-0,12653	0,31080	-0,12449	0,15630	0,16950
1,7	0,41116	0,00405	-0,00223	-0,00017	0,10150	0,04738	0,46712	-0,19347	0,44013	-0,17997	0,49560	0,51939
1,9	0,44846	0,00259	-0,00315	-0,00027	0,12353	0,05676	0,40943	-0,15556	0,34384	-0,12276	1,13450	1,10068
2,1	0,48427	0,00051	-0,00423	-0,00033	0,14502	0,06553	-0,02557	0,07092	-0,04983	0,08305	1,48040	1,35374
2,2	0,50110	-0,00050	-0,00468	-0,00044	0,15574	0,06953	-0,23119	0,17820	-0,22232	0,17377	1,40960	1,28509
2,3	0,51750	-0,00163	-0,00528	-0,00046	0,16584	0,07365	-0,37010	0,25210	-0,33993	0,23701	1,26851	1,16484
2,5	0,55111	-0,00529	-0,00657	-0,00052	0,18605	0,08118	-0,49741	-0,32459	-0,45402	0,30289	0,98360	0,92352
2,7	0,58197	-0,00886	-0,00787	-0,00058	0,20561	0,08804	-0,53050	0,34989	-0,48904	0,32916	0,77951	0,74571
3,0	0,62622	-0,01570	-0,00994	-0,00061	0,23373	0,09714	-0,52938	0,36231	-0,49472	0,34498	0,5919	0,57664
3,5	0,69391	-0,03035	-0,01361	-0,00052	0,27735	0,10910	-0,50513	0,37136	-0,47873	0,35819	0,4319	0,42742

Таблица II

$\omega$	$E_{0+}/ef$	$E_{1+}/ef$	$M_{1+}/ef$ $f^2 = 0,08$	$M_{1+}/ef$ $f^2 = 0,0877$	$M_{1-}/ef$
1,0	-0,06676	0	0	0	0
1,1	-0,06598	0,00036	0,12277	0,12277	-0,04106
1,2	-0,06446	0,00042	0,19404	0,19397	-0,05151
1,3	-0,06227	0,00038	0,26685	0,26640	-0,05540
1,5	-0,05612	0,00009	0,43611	0,43204	-0,05138
1,7	-0,04802	-0,00046	0,61162	0,58463	-0,03730
1,9	-0,03789	-0,00123	0,57406	0,50847	-0,01605
2,1	-0,02606	-0,00227	0,15690	0,13263	0,01075
2,2	-0,02012	-0,00272	-0,04050	-0,03163	0,02606
2,3	-0,01386	-0,00336	-0,17761	-0,14144	0,04193
2,5	0,001200	-0,00477	-0,28435	-0,24096	0,07673
2,7	0,01597	-0,00630	-0,30422	-0,26276	0,11467
3,0	0,03988	-0,00885	-0,28533	-0,25067	0,17635
3,5	0,08240	-0,01372	-0,23610	-0,20970	0,28920

Л и т е р а т у р а

1. G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low and Y. Nambu. Phys.Rev. 106, 1345 (1957).
2. А.А. Логунов, А.Н. Тавхелидзе, Л.Д. Соловьев. Nucl.Phys. 4, 427 (1957).  
Л.Д. Соловьев. ЖЭТФ, 33, 80, /1957/. Nucl.Phys. 5, 256 (1958).  
Л.Д. Соловьев, Г.Н. Тентюкова. Препринт ОИЯИ, Р-384; ЖЭТФ, 37, 880, /1959/.
3. I.S. Ball. Phys.Rev.Lett. 5, 73 (1960).
4. Л.Д. Соловьев, Г. Бялковски, А. Юрвнч. Препринт ОИЯИ, Д-600.
5. M. Gourdin, D. Lurie, A. Martin. CERN, preprint.
6. А.М. Балдин . Доклад на X Международной конференции по физике высоких энергий /Нью-Йорк , 1960/.
7. G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu. Phys.Rev. 106, 1337 (1957).
8. А.В. Ефремов, В.А. Мешеряков, Д.В. Ширков, Чжу Хун-юань. Nucl. Phys. 22, 202 (1961).
9. S.W. Barnes, B. Rose , G. Giacomelli, J. Ring, K. Miyabe, and Kinsey. Phys. Rev. 117, 226 (1960).
10. Р.Г. Васильков, Б.Б. Говорков, В.И. Горданский. ЖЭТФ, 37, 11, /1959/.  
Р.Г. Васильков, Б.Б. Говорков. ЖЭТФ, 37, 317, /1959/.
11. D.C. Oakly and R.L. Walker. Phys.Rev. 97, 1283 (1955).
12. W.C. McDonald, V. Z. Peterson and D.R. Corson. Phys.Rev. 107, 577 (1957).
13. Y. Goldshmit-Clerment, L.S. Osborne and H. Scott. Phys.Rev. 97, 188 (1955).
14. A.V. Tollestrup, I.C. Keck and R.M. Worlock. Phys.Rev. 99, 220 (1955).
15. M. Beneventano, G. Bernardini, D. Garson-Lee, G. Stappini and L. Tau. Nuovo Cim., 4, 323 (1956).
16. R.L. Walker, J.G. Teasdale, V.Z. Peterson and J.I. Vette. Phys.Rev. 99, 210 (1955).
17. E.A. Knapp, R.W. Kenney, V. Perez-Mendez. Phys.Rev. 114 605 (1959).
18. G.M. Lewis and R.E. Azuma. Prog.Phys.Soc. 73, 873 (1959).
19. J.E. Leiss, C.S. Robinson and S. Penner. Phys.Rev. 98, 201 (1955).
21. M. Beneventano, G. Bernardini, G. Stoppini and L. Tau. Nuovo Cim. 10, 1109 (1958).
22. W.R. Hogg and E.H. Bellamy. Prog. Phys.Soc. 72, 895 (1958).
23. M. Sands, J.G. Teasdale and R.L. Walker. Phys.Rev. 95, 592 (1954).

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 апреля 1961 года.