

7  
Б 23

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Лаборатория теоретической физики

D-522

Б.П. Банник, В.Г. Гришин, Р.Н. Федорова

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ  
КУЛОНОВСКОГО И ЯДЕРНОГО  
РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*жэТф, 1960, т 39, в 1(2), с 94-96.*



Б.П. Банник, В.Г. Гришин, Р.Н. Федорова

$\frac{7}{623}$

623/7 мр.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ  
КУЛОНОВСКОГО И ЯДЕРНОГО  
РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В квазиклассическом приближении рассмотрена интерференция кулоновского и ядерного рассеяния. Даны результаты вычислений для рассеяния протонов с энергией 3,0; 6,0 и 8,7 Бэв и  $\pi^{\pm}$ -мезонов с энергией 2,65 и 6,65 Бэв на легких и тяжелых ядрах фотоэмульсии. Обсуждается вопрос о величине и знаке действительной части амплитуды рассеяния протонов на протонах.

1. Амплитуда упругого рассеяния нуклонов на нуклонах и ядрах в общем случае имеет вид:

$$f(\vartheta) = A(\vartheta) + B(\vec{\sigma}_i, \vartheta), \quad /1/$$

где  $A(\vartheta)$  — некоторая комплексная функция,  $B(\vec{\sigma}_i, \vartheta)$  — часть амплитуды, зависящая от спинов взаимодействующих частиц. При высоких энергиях обычно предполагалось, что реальная часть  $A(\vartheta)$  и член  $B(\vec{\sigma}_i, \vartheta)$  в выражении /1/ равны нулю. Эксперименты по упругому рассеянию протонов с энергией 8,7 Бэв на водороде <sup>1</sup> и на ядрах фотоэмульсии <sup>2</sup>, по-видимому, свидетельствуют о несправедливости этого предположения. Однако, результаты этих опытов по существу только ставят вопрос об учете реальной части  $A(\vartheta)$  и спиновой зависимости ядерных сил, но не дают ответа относительно их роли во взаимодействии. В настоящей работе рассматривается интерференция ядерного и кулоновского рассеяния, изучение которой может дать величину и знак реальной части  $A(\vartheta)$ .

2. В квазиклассическом приближении для бесспиновых частиц амплитуда рассеяния имеет вид:

$$A(\vartheta) = ik \int_0^{\infty} [1 - e^{2i\beta(\rho)}] J_0(k\vartheta\rho) \rho d\rho, \quad /2/$$

где фаза  $\beta(\rho)$  равна сумме фаз кулоновского и ядерного рассеяния. Таким образом, кулоновская интерференция определяется величиной и знаком ядерных фаз. Последние в оптическом приближении, в свою очередь, зависят от величины и знака реальной части амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния вперед  $Re f_{NN}(0)$ . Поэтому изучение кулоновской интерференции на ядрах может дать величину и знак  $Re f_{NN}(0)$ . Формула /2/ приближенно верна и для случая рассеяния частиц со спином на бесспиновых ядрах, например, для рас-

сеяния протонов на легких ядрах фотоэмульсии ( $C^{12}, N^{14}, O^{16}$ ). Строго говоря, в этом случае нужно было бы учитывать спин-орбитальное взаимодействие. Однако, в области малых углов, оно не играет существенной роли.

Выражение /2/ было использовано при расчете интерференции кулоновского и ядерного рассеяния протонов с энергией 3,0; 6,0 и 8,7 Бэв и  $\pi^{\pm}$ -мезонов с энергией 2,65 и 6,65 Бэв /в лаб.сист.коор./ на легких и тяжелых ( $Ag, Br$ ) ядрах фотоэмульсии<sup>х/</sup>. Фазы ядерного рассеяния вычислялись обычным путем /см. например, <sup>2</sup>/. Кулоновские фазы были получены по формуле Бете <sup>3</sup>. Используемые в расчете величины  $Ref_{NN}(0)$  и полные сечения  $\bar{\sigma}$  рассеяния частиц на нуклоне ядра, усредненные по числу протонов и нейтронов в ядре, приведены в таблице 1. Величина  $Ref_{NN}(0)$  в случае протонов с энергией 8,7 Бэв была взята из работы <sup>4</sup>. Соответствующий эффективный потенциал взаимодействия нуклона с ядром  $V \approx 30$  Мэв. В предположении, что величина эффективного потенциала не изменяется с энергией, вычислялась величина  $Ref_{NN}(0)$  во всех остальных случаях.

Результаты представлены на рис. 1-5.

На рис. 1-2 показана интерференция кулоновского и ядерного рассеяния  $\pi^{\pm}$ -мезонов на ядрах фотоэмульсии. Значками /+/, /-/, /0/ отмечены кривые, соответствующие  $+Ref_{NN}(0)$ ,  $-Ref_{NN}(0)$ ,  $Ref_{NN}(0) = 0$  для  $\pi^{-}$ -мезонов и  $-Ref_{NN}(0)$ ,  $+Ref_{NN}(0)$ ,  $Ref_{NN}(0) = 0$  - для  $\pi^{+}$ -мезонов. На рис. 3-5 представлены результаты для протонов. Значками /+/, /-/ и /0/ отмечены кривые, соответствующие  $+Ref_{NN}(0)$ ,  $-Ref_{NN}(0)$  и  $Ref_{NN}(0) = 0$ .

Рисунки а/ относятся к легким ядрам, рисунки б/ - к тяжелым ядрам фотоэмульсии. Чтобы получить дифференциальное сечение для смеси ядер эмульсии, следует сложить сечения для легких и тяжелых ядер соответственно с весами 0,58 и 0,42.

3. Дифференциальное сечение для протонов с энергией 8,7 Бэв было также рассчитано по приближенной формуле Бете <sup>3</sup>:

<sup>х/</sup> Здесь пренебрегается спином тяжелых ядер, которые не играют заметной роли в процессе рассеяния. Это связано с тем, что отношение спина тяжелого ядра к его массовому числу мало.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| g_n(0) - \frac{2n}{k\vartheta^2} \exp 2i\eta \right|^2 F^2(k\vartheta a), \quad /3/$$

где  $g_n(0)$  - амплитуда ядерного рассеяния вперед,  $n = \frac{Ze^2}{k v}$ ,  
 $\eta = n / 0,058 - \ln ka - \ln \vartheta$ ,  $a$  - среднеквадратичный радиус, умноженный  
на  $\sqrt{2/3}$ . Формфактор был взят в виде  $F = e^{-\frac{1}{4}(k\vartheta a)^2}$ . При этом  
имелось в виду выяснить степень применимости этой приближенной формулы в  
связи с критическими замечаниями, сделанными в работе <sup>5</sup>.

В результате вычислений оказалось, что различие между сечениями, полу-  
ченными по приближенной формуле и в квазиклассическом рассмотрении, для  
легких ядер не превышает нескольких процентов.

4. В случае рассеяния протонов на протонах при энергии 8,7 Бэв предпо-  
лагалось, что влиянием их спинов можно пренебречь<sup>х/</sup>. Дифференциальное сече-  
ние рассчитывалось по формуле /3/. Формфактор в таком же виде, как и для  
ядер, вычислялся при  $a = 0,86 \cdot 10^{-13}$  см, которое было взято из работы <sup>6</sup>.  
Результаты вычислений /в с.д.и./ показаны на рис. 6. Из рисунка видно, что  
выбранная величина реальной части / $13,5 \cdot 10^{-13}$  см в лаб. сист. коор./ не противо-  
речит опыту, если ее знак положительный. Однако, это утверждение нельзя считать  
окончательным, поскольку ошибки на гистограмме велики, а сделанные выше пред-  
положения основаны на недостаточно точных экспериментальных данных.

Авторы благодарят И.И. Левиктова, М.И. Подгорецкого и Я.А. Смородин-  
ского за полезные обсуждения.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 апреля 1960 года.

<sup>х/</sup> Некоторым основанием для этого предположения может послужить то  
обстоятельство, что сравнение рассеяния протонов с энергией 8,7 Бэв на водо-  
роде <sup>1,4</sup> и на ядрах фотоэмульсии <sup>2</sup> не обнаруживает заметного влия-  
ния взаимодействия, зависящего от спинов.

Цитированная литература

- 1 В.Б.Любимов, П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, Чжен Пу-ин, М.Г.Шафранова. ЖЭТФ, 37, 910 /1959/.
- 2 Б.П.Банник, В.Г.Гришин, М.Я.Даныш, В.Б.Любимов, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ, 37, 1575 /1959/.
- 3 Н. Bethe, Ann. of Phys., 3, 190-240 (1958)  
Г.Бете, ПСФ, № 6, стр. 21 /1958/.
- 4 П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А.Шахбазян. Доклад В.И.Векслера на IX Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959г.
- 5 С. J. Batty, Proc.Phys. Soc. 73, 470, 185 (1959)
- 6 W. M. Preston, Доклад В.И.Векслера на IX Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1959.

Т а б л и ц а 1

Тип частицы	Кинетическая энергия в Бэв	$Ref_{NN}(0) \cdot 10^{13}$	$\bar{\sigma}$ в мб
$\pi^{\pm}$	2,65	2,8	28
$\pi^{\pm}$	6,65	6,9	30
$p$	3,0	4,0	40
$p$	6,0	6,9	34
$p$	8,7	14,4	34

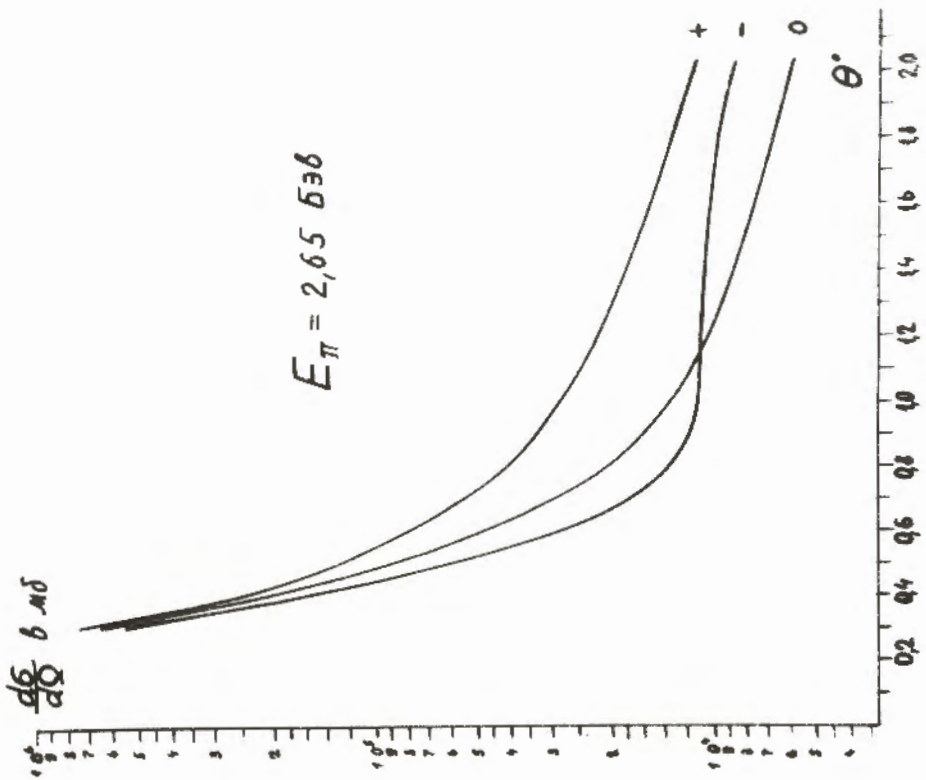
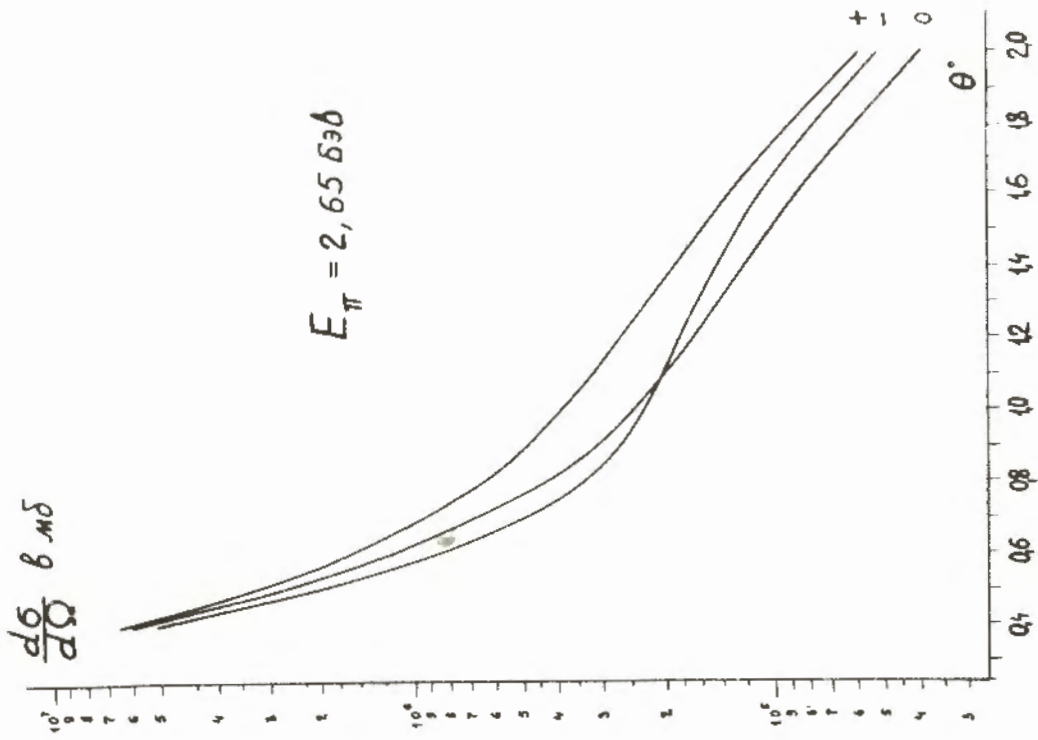


Рис. 1 б/.

Рис. 1 а/.

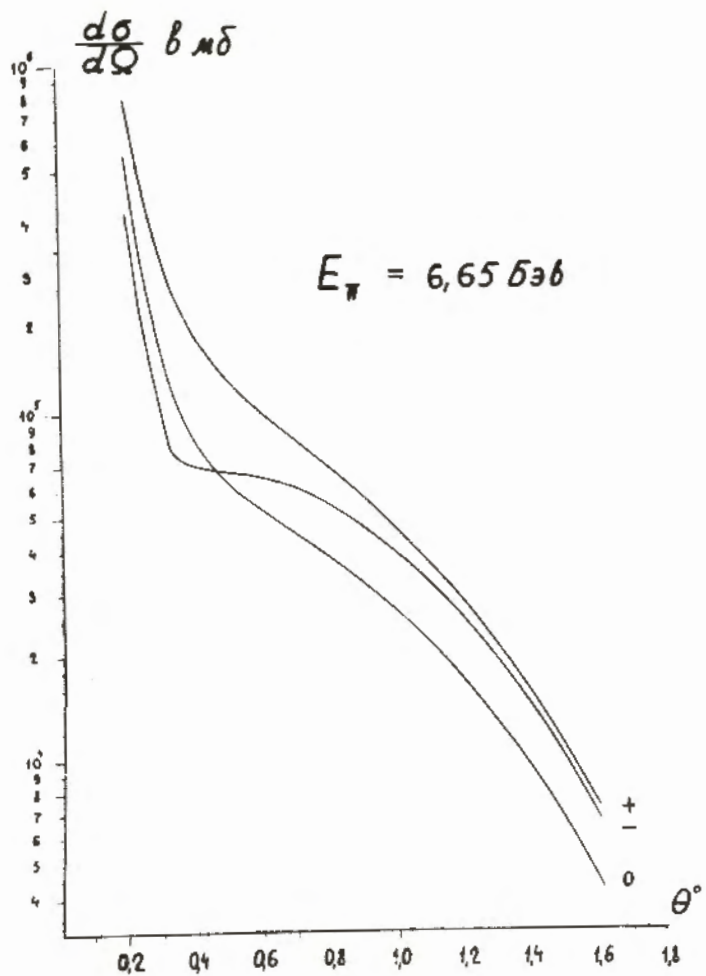


Рис. 2 а/.

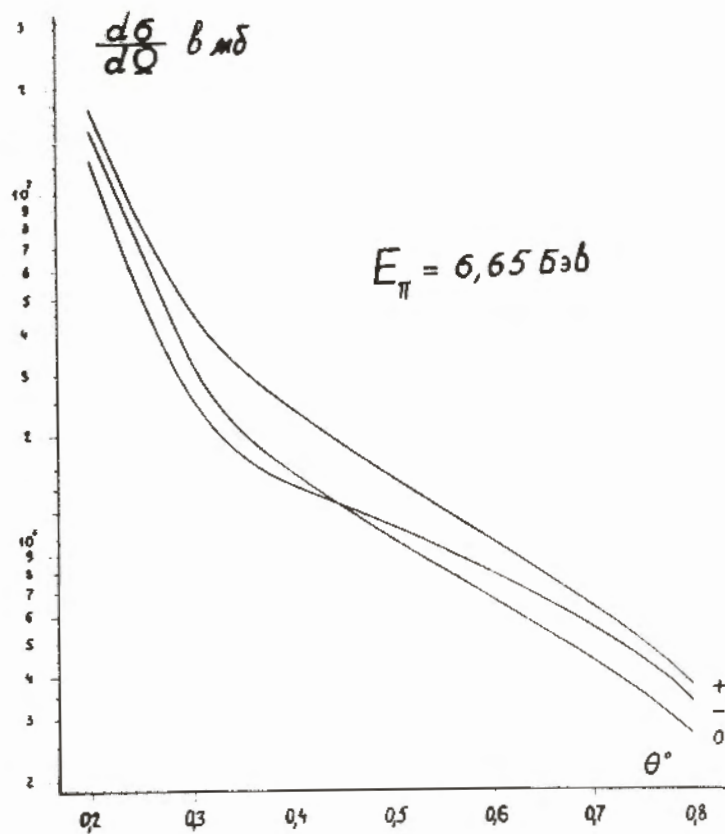


Рис. 2 б/.



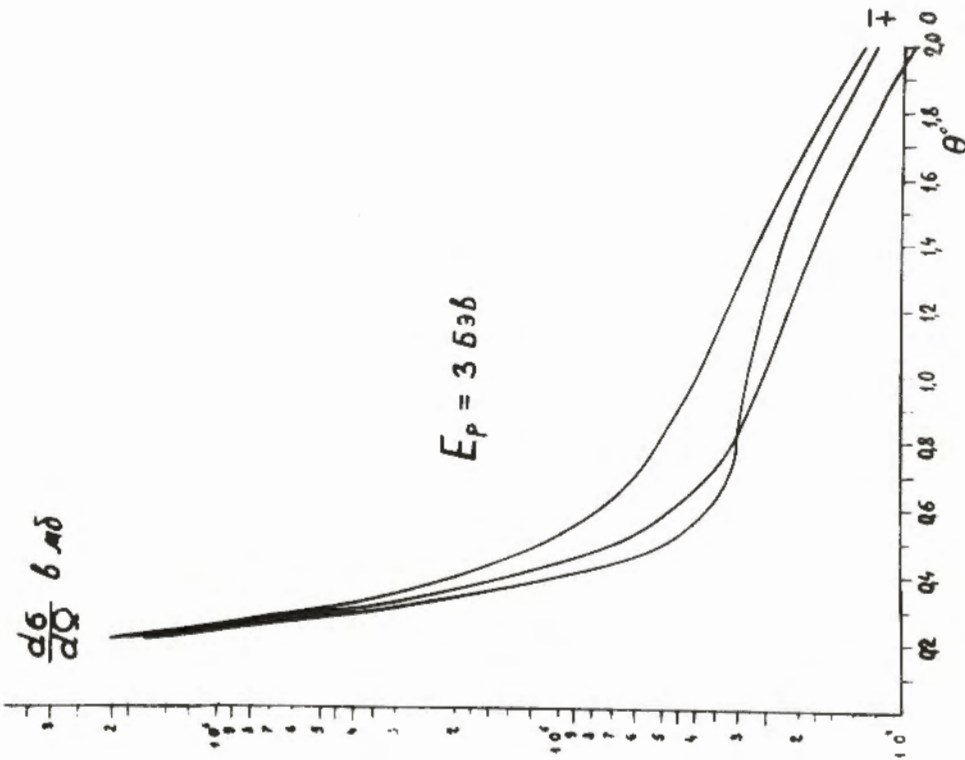


Рис. 3 а/.

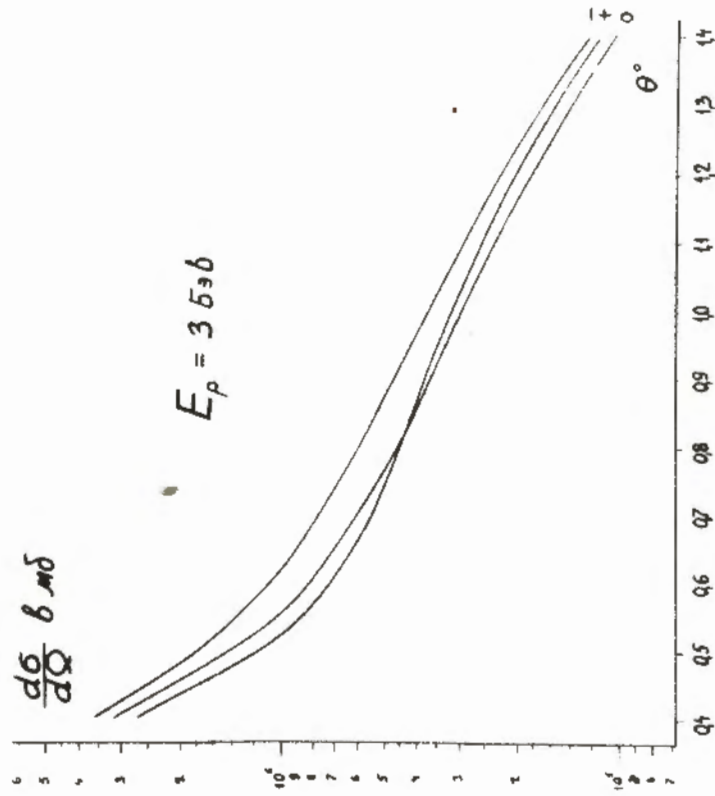


Рис. 3 б/.

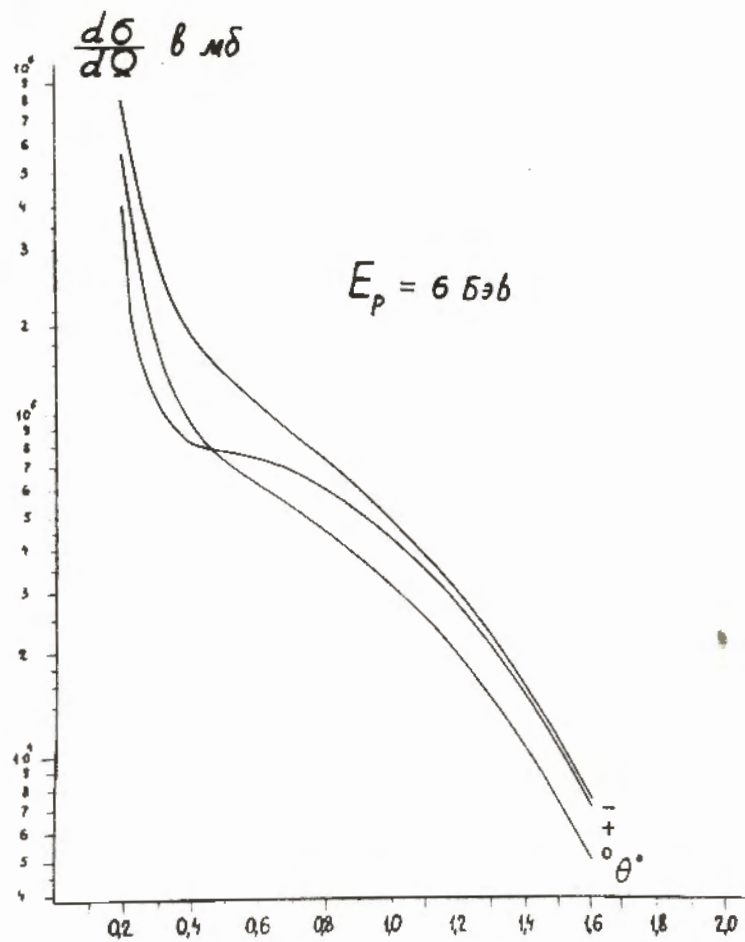


Рис. 4а/.

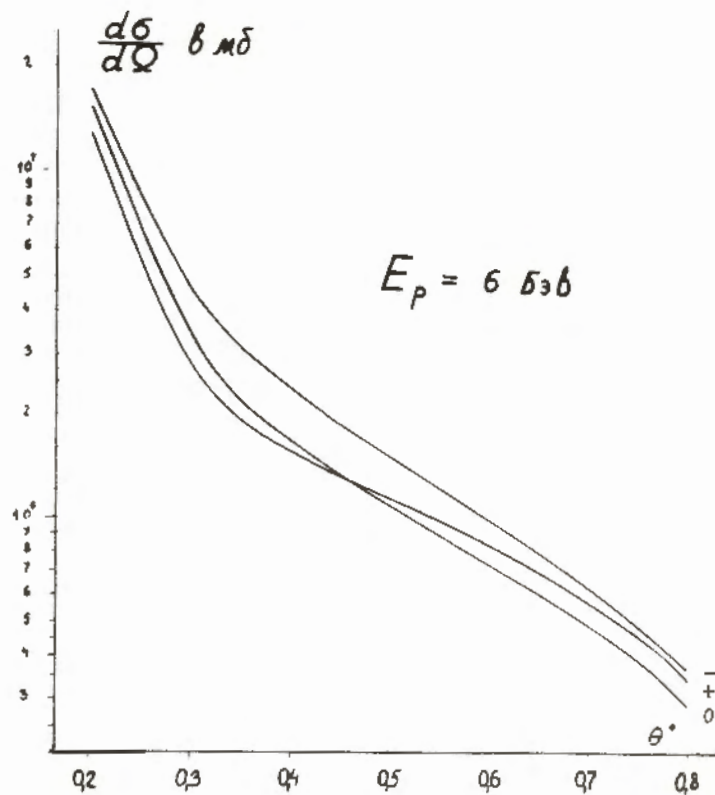


Рис. 4б/.

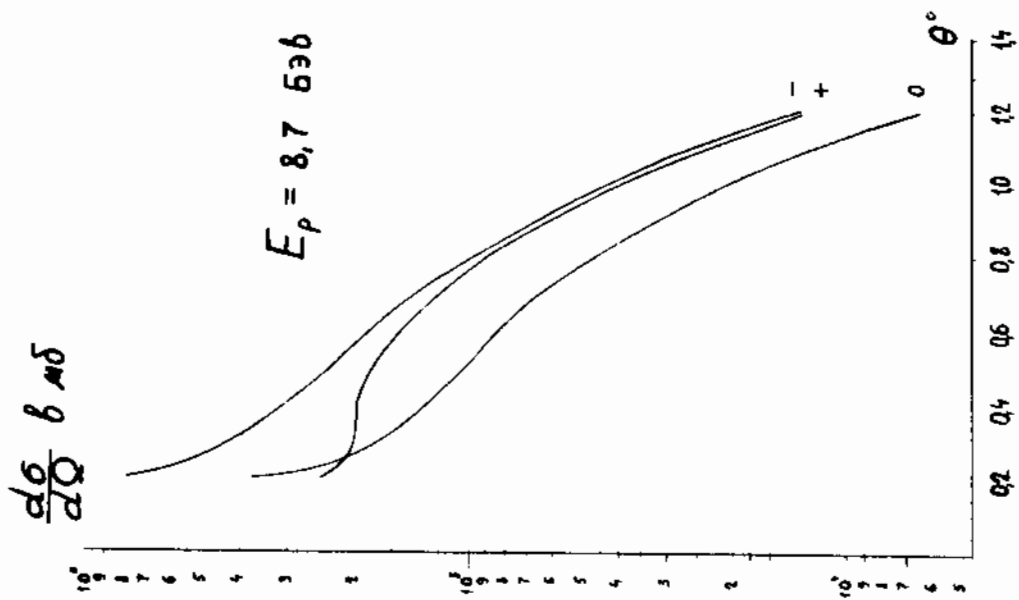


Рис. 5а/.

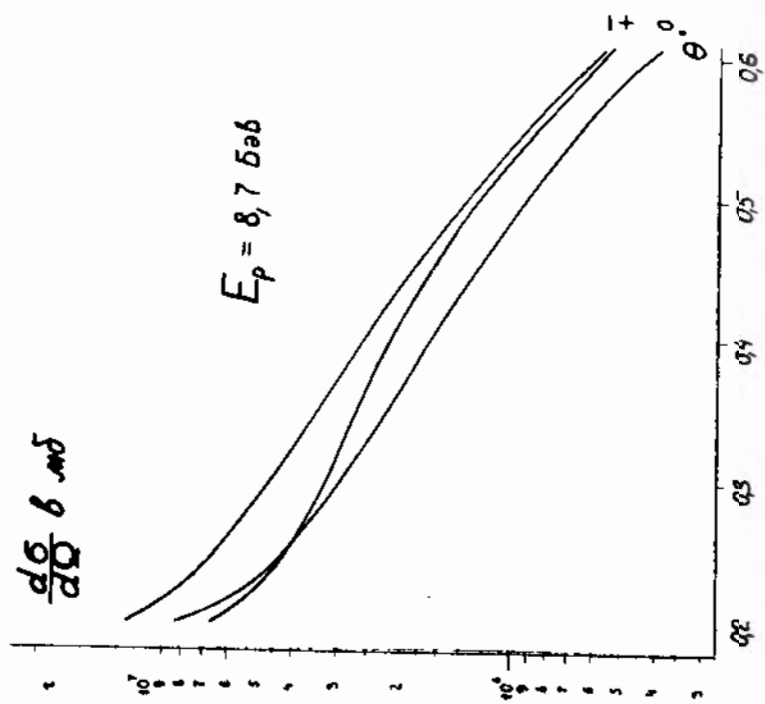


Рис. 5б/.

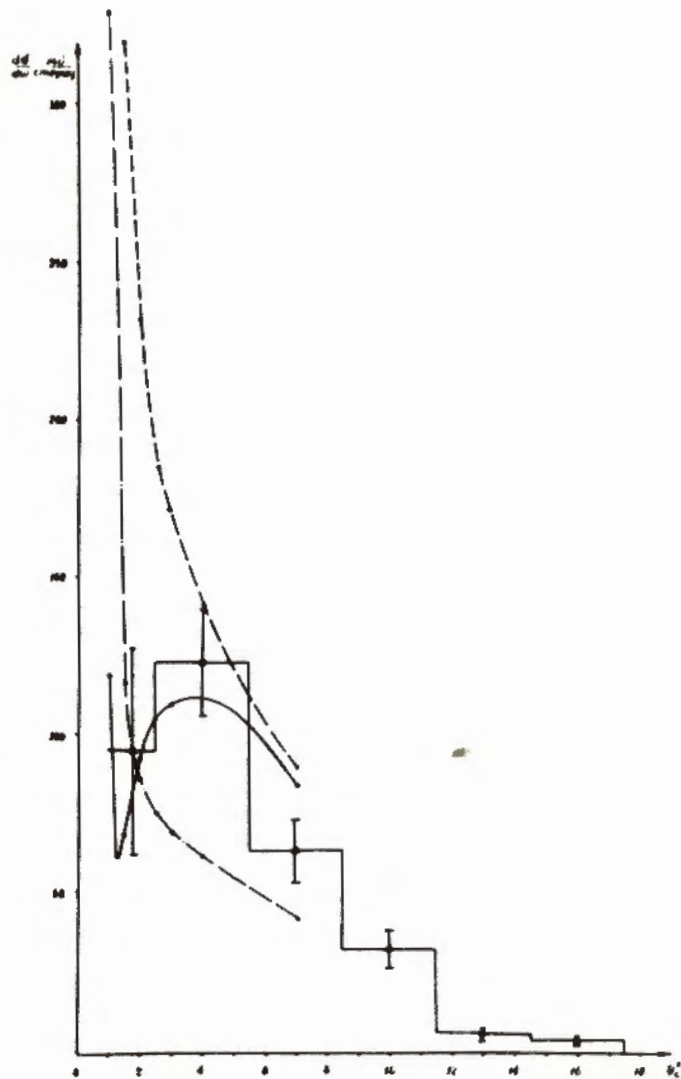


Рис. 6. Интерференция на водороде.

Сплошной, пунктирной и штрихпунктирной линиями нанесены кривые, соответствующие  $+Re f_{NN}(0)$ ,  $-Re f_{NN}(0)$  и  $Re f_{NN}(0) = 0$ .

Гистограмма - результаты эксперимента <sup>4</sup>.