

1217

7.3.

6
3-93



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР

Р.Я. Зилькарнеев, И.Н. Силин

P - 1217

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ
УПРУГОГО (PP) -РАССЕЯНИЯ ПРИ 660 МЭВ
С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ
ЖСЭТФ, 1963, т45, в3, с664-671.

Р.Я. Зулкарнеев, И.Н. Силин

P - 1217

1846/3 чф.

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ
УПРУГОГО (РР) -РАССЕЯНИЯ ПРИ 660 МЭВ
С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
НАУКИ И ТЕХНИКИ
ДУБНА
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963 год

В в е д е н и е

В настоящее время в широкой области энергий ниже порога рождения пионов собрана обширная экспериментальная информация об упругом NN -рассеянии. Это позволило предпринять первую серьезную попытку в анализе этого материала, а именно, провести фазовый анализ /ф.а./ упругого NN -взаимодействия в указанном интервале энергий.

Последний привел к единственным решениям практически во всем диапазоне изученных энергий. Он показал также, что необходимо предпринять для устранения возникающих еще в некоторых случаях неоднозначностях анализа.

В этой допороговой области энергий дальнейший шаг мог бы состоять в построении феноменологических NN потенциалов с помощью полученных энергетических зависимостей фазовых сдвигов упругого NN рассеяния. Построение этих потенциалов завершило бы в известном смысле феноменологическую картину NN взаимодействия.

Большой экспериментальный материал по взаимодействию нуклонов с нуклонами накоплен также и при энергиях выше порога рождения пионов. В этой области энергий наиболее детально изучено pp -рассеяние при энергии около 660 Мэв, для которой в Дубне выполнен набор опытов, предложенный Л. Пузиковым, Р. Рындиным, Я.Сморозинским и др., а также изучены некоторые характеристики неупругих процессов при pp -соударении.

При этом складывается такая ситуация, что достаточно полное и строгое феноменологическое описание, например, pp -рассеяния для этой энергии еще не может быть выполнено из-за неполноты экспериментальных данных^{х/}. С другой стороны, здесь еще не совсем ясно, какие эксперименты, при каких углах и с какой точностью должны быть выполнены в первую очередь для обеспечения такого феноменологического описания, в частности, для описания процесса рассеяния набором фазовых сдвигов парциальных волн, участвующих в рассеянии. По опыту ф.а. ниже порога мезонообразования видно, что для возможного устранения неоднозначности решений необходима постановка таких экспериментов и при таких углах, где измеряемые величины наиболее чувствительны к различным вариантам решений. Причем заранее, до проведения ф.а., эти области углов и эти эксперименты не могут быть уверенно предсказаны.

Таким образом, на определенном этапе экспериментальной информации возникает необходимость предпринять более или менее строго обоснованное планирование эксперимента.

Имеются две возможности для такого планирования. Первая связана с результатами работ^{/2,3,4/} и состоит в дальнейшем последовательном выполнении программы "полного опыта"; вторая заключается в попытке на основе уже имеющегося опытного матери-

^{х/} На основании имеющегося экспериментального материала для упругого pp -рассеяния при этой энергии в /1/ восстановлены лишь модули коэффициентов матрицы рассеяния $-M$ в интервале $54^\circ \leq \theta \leq 126^\circ$ и найдены вещественные части фазовых сдвигов волн состояний $'D_2$ и $'S_0$.

ала провести фазовый анализ при предположениях, которые, не искажая существенно образом постановку задачи ф.а., могли бы ее упростить. Известные экспериментальные трудности не обещают сколько-нибудь заметных успехов в ближайшее время при реализации первой возможности.

Более приемлемой и эффективной для дальнейшего изучения нуклон-нуклонного взаимодействия является вторая возможность, в пользу которой уместно сделать ряд замечаний.

По крайней мере, в области энергий ниже порога мезообразования "полный набор опытов" несет не только информацию, достаточную с точки зрения возможностей восстановления комплексных коэффициентов матрицы M , но при определенных условиях и избыточную с точки зрения возможностей нахождения фаз рассеяния. Этот вопрос уже обсуждался детально, например, в ^{/5/}.

Кроме того, при выполнении модифицированного анализа не все параметры следует искать из опыта. Так, для упругого pp -рассеяния $5/2$ ($L_{max} - l_{max}$) параметров L_{max} и l_{max} предполагаются здесь нечетными/ можно считать известными на основании ^{/6/}. Это обстоятельство решающим образом облегчает анализ. Возможность найти значение l_{max} , выше которого рассеяние может описываться полюсным членом одно-мезонной диаграммы Фейнмана делает теперь модифицированный анализ более осмысленным.

В области энергий, где наряду с упругими процессами играют заметную роль и неупругие процессы ^{x/}, например, мезообразования, число параметров, необходимых для описания упругого рассеяния методом парциальных волн возрастает вследствие появления дополнительных каналов реакции. В частности, анализ экспериментальных данных по мезообразованию в pp -соударениях при энергии около 660 Мэв ^{/7/} указывает, что в качестве первого приближения, не противоречащего имеющимся экспериментальным данным при фазовом анализе упругого pp -рассеяния, можно принять, что мезонорождение в этой области энергий происходит в основном из начальных 1D_2 , ${}^3P_{0,1,2}$ - состояний двух протонов. Если ограничить мезообразование этими состояниями, то имеющейся экспериментальной информации достаточно для проведения модифицированного анализа упругого pp -рассеяния при 660 Мэв.

В предыдущей нашей краткой заметке ^{/8/} сообщалось о получении 5 решений в интервале $\overline{\chi^2} \leq \chi^2 \leq 3\overline{\chi^2}$. В настоящей работе эти решения уточняются с учетом некоторых релятивистских поправок. Кроме того, приводятся результаты поиска решений с $l_{max} = 5$.

Выбор формул и экспериментальные данные

1. Анализ был выполнен с учетом релятивистских эффектов поворота спина только для параметров A и R по формулам Стаппа-Спрунга ^{/8,10/}.

^{x/} Мы отвлекаемся от рассмотрения неупругих процессов электромагнитного характера.

2. Связь полного сечения σ_{tot} с мнимой частью бесспиновой амплитуды рассеяния $M_{00}(0^0) + M_{00}(0^0) + 2M_{11}(0^0)$ под 0^0 учитывалась по формуле, полученной из оптической теоремы для процесса упругого рассеяния:

$$\sigma_{tot} = -\frac{\pi}{k} \text{Im} [M_{00}(0^0) + M_{00}(0^0) + 2M_{11}(0^0)],$$

где k - волновой вектор протона в системе центра масс.

3. В области энергий рассеивающихся частиц, где упругое рассеяние есть единственно возможный канал реакции, как известно, условия симметрии и унитарности S -матрицы приводят, например, к параметризации Стаппа^{/11/} для матриц $-a$:

$$a_{\ell} = e^{2i\delta_{\ell}} - e^{2i\Phi_{\ell}} \quad \text{для синглета};$$

$$a_{\ell,j} = e^{2i\delta_{\ell,j}} - e^{2i\Phi_{\ell}} \quad \text{для } \ell = j,$$

где Φ_{ℓ} - кулоновский сдвиг фазы, и k

$$a_{j\pm 1} = \cos 2\epsilon_j \exp(2i\bar{\delta}_{j\pm 1,j}) - \exp(2i\Phi_{j\pm 1,j}),$$

$$a^j = i \sin 2\epsilon_j \exp[i(\bar{\delta}_{j\pm 1,j} + \bar{\delta}_{j-1,j})]$$

для триплетных состояний с $\ell = j \pm 1$.

Здесь использованы обозначения Стаппа и др. для матричных элементов и фазовых сдвигов, а также учтены кулоновские фазы рассеяния.

В интересующем нас случае, когда наряду с упругими каналами открыты также интенсивные неупругие каналы реакции, матрица упругого рассеяния $S_{\text{упр}}$ не будет унитарной /для данного полного момента и четности; унитарна лишь вся S -матрица/. Результатом этого будет отличие от единицы модулей матричных элементов тех состояний, из которых происходит мезообразование при pp -взаимодействии. В этом случае условия симметрии приводят к следующей возможной параметризации:

$$\bar{\delta}_{\ell} = \bar{\delta}_{\ell}^R + i\bar{\delta}_{\ell}^I \quad \text{для синглета}$$

$$\text{и} \quad \bar{\delta}_{\ell,j} = \bar{\delta}_{\ell,j}^R + i\bar{\delta}_{\ell,j}^I \quad \text{для триплета с } \ell = j.$$

Для четырех комплексных матричных элементов $S_{\text{упр}}$, описывающей переходы между состояниями с $j = \ell \pm 1$, теперь существует лишь одно соотношение, что делает необходимым параметризовать ее шестью вещественными параметрами. Не приходя в противоречие с условием унитарности S -матрицы, удобно тогда положить:

$$\bar{\delta}_{j\pm 1,j} = \bar{\delta}_{j\pm 1,j}^R + i\bar{\delta}_{j\pm 1,j}^I$$

и

$$\epsilon_j = \epsilon_j^R + i\epsilon_j^I.$$

4. При выполнении фазового анализа были использованы следующие экспериментальные величины, характеризующие упругое pp -рассеяние в рассматриваемом районе энергий:

1/ Дифференциальное сечение $\sigma(\theta)$ для энергии 657 Мэв. В анализе были использованы результаты измерений, полученные в работе ^{/12/}.

2/ Угловое распределение поляризации $P(\theta)$ протонов с начальной энергией 635 ± 15 Мэв, полученное в ^{/13/}.

3/ Угловые зависимости параметров Вольфенштейна для тройного рассеяния $D(\theta)$ и $R(\theta)$, найденные в ^{/15,14/} для энергии 635 ± 15 Мэв.

4/ Угловая зависимость коэффициента корреляции $C_{nn}(\theta)$ для энергии 640 Мэв по данным работ ^{/1,16/} и значение параметра C_{kr} для угла 90° в с.п.м., найденного для энергии падающих протонов 660 Мэв в работе ^{/17/}.

5/ Полное сечение рассеяния σ_{tot} принималось равным $40,6 \pm 0,6$ mb. Это значение σ_{tot} было получено усреднением результатов измерений для энергий 635 Мэв ^{/18/}.

6/ Мнимая часть фазового сдвига в состоянии D_2 была восстановлена по результатам работы ^{/19/} и принималась равной $18,24^\circ$.

Вклад полюсных членов в амплитуду рассеяния

Максимальное значение орбитального момента l_{max} находилось согласно работе ^{/5/} разложением $\sigma(\theta)P(\theta)$ в ряд по полиномам Лежандра. Этот оправдавший себя при энергиях ниже порога мезообразования рецепт привел к $l_{max} > 3$.

В настоящей работе вклад полюсных членов в амплитуду рассеяния вычислялся с константой πN -взаимодействия $f^2 = 0,080 \chi^2$. Хотя значение f^2 , найденное из опытов по (pp) -рассеянию при 630 Мэв экстраполяцией в нефизическую область, и не находится в хорошем согласии с величиной f^2 , определенной из опытов по πN -рассеянию, различие обеих величин связано, по-видимому, с большими еще погрешностями эксперимента.

Поиск решений и обсуждение результатов при $l_{max} = 4$

Фазовые сдвиги находились методом наименьших квадратов. Поиск минимумов функции χ^2 осуществлялся на электронной счетной машины ОИЯИ методом линеаризации ^{/21/}.

Сто тридцать поисков решений со случайных начальных условий / $l_{max} = 4$; $\overline{\chi^2} = 28$ / дали одно решение / $\chi^2 = 41,5$; решение № 1/ в интервале $\overline{\chi^2} \leq \chi^2 \leq 2\overline{\chi^2}$ и в 50 раз менее вероятное решение / $\chi^2 = 68,5$; решение № 3/ в интервале $2\overline{\chi^2} \leq \chi^2 \leq 3\overline{\chi^2}$. Полученные наборы фазовых сдвигов приведены в табл. 1. Фигуры 1-3 иллюстрируют угловые зависимости экспериментально измеряемых величин, вычисленные для обоих решений.

х/ Вследствие погрешности, вкравшейся в программу вычислений /см. об этом в/20//, наш предыдущий анализ /8/ был выполнен фактически с $f^2 = 0,053$. Однако, вследствие большого значения l_{max} , использованного при поисках решений, эта неточность не повлияла сколько-нибудь заметно на найденные ранее /8/ величины фазовых сдвигов.

В целях выяснения устойчивости решений было проведено дополнительное варьирование следующих пар параметров $\bar{\delta}^I(^1S_0)$ и $\bar{\delta}^I(^1D_2)$; $\bar{\delta}^I(^3F_2)$ и ϵ_2^I ; $\bar{\delta}^I(^3F_2)$ и $\bar{\delta}^I(^3F_3)$ при $\epsilon_2^R = 0$. В результате, при практически постоянном значении критерия согласия $\chi^2/\bar{\chi}^2$ было получено хорошее подтверждение принятых условий, а $\bar{\delta}^I(^1D_2)$ оказалась равной $16,00^\circ \pm 4,58^\circ$. Не было обнаружено сильного изменения $\chi^2/\bar{\chi}^2$ и при увеличении l_{\max} от 4 до 5.

Результаты этих испытаний показывают, что введенное число параметров если и занижено, то незначительно.

С другой стороны, то обстоятельство, что критерий согласия постоянно остается несколько большим единицы, свидетельствует, возможно, о завышенной точности некоторых из полученных на опыте величин.

Важно отметить, что при уже существующих точности и объеме экспериментального материала число решений оказалось небольшим. Величины фазовых сдвигов $\bar{\delta}^R(^1S_0)$ и $\bar{\delta}^R(^1D_2)$, найденные в ^{1/} как решение "а" для pp -рассеяния при 650 Мэв, равны как и предсказанное в работе ^{18/} значение $A(\frac{1}{2}\pi)$, согласуются с соответствующими значениями, даваемыми решением № 1 данной работы.

Тот факт, что в обоих решениях фазовые сдвиги $\bar{\delta}^I(^1D_2)$ и $\bar{\delta}^I(^3P_2)$, соответствующие состояниям с $j = 2$, выделены среди других состояний, а фазовый сдвиг $\bar{\delta}^I(^3F_2)$ не превышает $\sim 2^\circ$, весьма показателен, на наш взгляд. Однако он может, в принципе, указывать и на необоснованность некоторых наших предположений.

Дело в том, что в силу сделанных допущений решения искались в заведомо ограниченном 13-мерном пространстве фаз. Могло случиться и так, что найдены действительно устойчивые решения в этом пространстве; однако более адекватно отображать физическую реальность будет набор фазовых сдвигов, найденный в пространстве фаз большей размерности. При существующей экспериментальной информации о pp -рассеянии и ее точности едва ли имеет большой смысл существенно расширять это пространство. Однако по мере накопления дальнейшей экспериментальной информации, например, после завершения измерений угловой зависимости $A(\theta)$ поиск решений в пространстве большей размерности должен быть выполнен.

Представляется интересным проследить, как искажаются решения по мере учета релятивистских поправок и варьирования константы f^2 . Оказалось, что учет релятивистки не исказил заметно наборы фазовых сдвигов, полученные нами ранее в ^{18/}, а их χ^2 распределяются так, как показано в табл. 2.

Уточнение ранее полученных решений, выполненное с константой $f^2 = 0,080$, показало, что лишь решение № 2 работы ^{18/} изменяется значительным образом, переходя в решение № 1. Остальные четыре набора /наборы №№ 1,3,4,5/ при неизменных практически значениях фазовых сдвигов лишь несколько меняют свои χ^2 , как это видно из табл. 2.

Варьирование f^2 для решения № 1 дало $f^2 = 0,093 \pm 0,32$.

В цитированной работе^{/8/} было проведено также уточнение набора фазовых сдвигов, найденного японскими авторами в^{/22/}. Замечания, высказанные в^{/8/} по поводу этого набора, остаются в силе, как показали контрольные вычисления, также и для случая с $f^2 = 0,080$. Этот набор, полученный нами при $l_{max} = 4$ с учетом кулоновских эффектов и релятивистского поворота спины, обладает той особенностью, что фазовые сдвиги для состояний 3P_0 и 3P_1 , существенно отрицательны, что противоречит унитарности S-матрицы.

Поиск решений с $l_{max} = 5$

В дополнение к 130 поискам решений, выполненных с $l_{max} = 4$, был осуществлен поиск с варьированием $\bar{\delta}^R ({}^3H_{4,3,6})$ и параметра смешивания ϵ_4 в прежних предположениях^{x/}. После 40 "бросаний" было найдено 5 решений со следующими значениями χ^2 : 30,49; 40,25; 42,70; 44,88; 46,18, где $\bar{\chi}^2 \leq \chi^2 \leq 2\bar{\chi}^2 = 48$.

В ряде случаев ошибки фазовых сдвигов в этих наборах довольно велики. Однако набор с $\chi^2 = 30,49$ /достоверность ~ 20%/ можно уверенно отождествить с решением № 1, полученным при $l_{max} = 4$. Напоминает решение № 1 и набор с $\chi^2 = 40,25$ /достоверность ~ 2%/. Два последних набора / $\chi^2 = 44,88$ и $46,18$ / очень схожи по средним значениям фазовых сдвигов с решением № 2 / $l_{max} = 4$ /, а набор с $\chi^2 = 42,70$ можно отождествить с решением № 5 нашей предыдущей работы^{/8/}.

Таким образом, насколько позволяет статистика этих поисков, можно думать, что решение № 1 / $l_{max} = 4$; $f^2 = 0,080$ / имеет наиболее низкорасположенный минимум χ^2 и при варьировании фазовых сдвигов вплоть до $\chi^2 = 5$. Заметим при этом, что в χ^2 решения № 1 наибольший вклад, достигающий 7,5 при $l_{max} = 4$ и 6,5 при $l_{max} = 5$, дает точка R /72°/.

В ы в о д ы

1. В предположении, что мезообразование в pp -столкновениях происходит только из начальных 1D_2 и ${}^3P_{0,1,2}$ -состояний, получено одно решение /решение № 1, $\chi^2 = 41,5$ / в интервале $\chi^2 < \chi^2 < 2\chi^2$.

2. При существующих точности и объеме экспериментального материала и сделанных предположениях набор № 1 достаточно устойчив к увеличению числа варьируемых параметров.

3. Упругое pp -рассеяние при энергии 660 Мэв хорошо описывается одномезонной диаграммой Фейнмана, начиная с $l_{max} \geq 5$.

4. Мнимые части фазовых сдвигов для состояний 1D_2 и 3P_2 pp -системы четко выделены.

5. На основании полученного набора фазовых сдвигов рассчитаны угловые зависимости различных параметров, характеризующих упругое pp -рассеяние при энергии 660 Мэв. Дальнейшее планирование экспериментов по pp -рассеянию при этой энергии целесообразно проводить, учитывая результаты данной работы.

^{x/} Релятивистские эффекты в рассеянии не учитывались.

В заключение авторы хотели бы поблагодарить В.П. Джелепова, Л.И. Лapidуса, Р.М. Рындина, Ю.М. Казаринова, Я.А. Смородинского, С.Н. Соколова и Б.М. Головина за обсуждения, советы и поддержку, оказанную при выполнении данной работы.

Л и т е р а т у р а

1. Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Р.Я. Зулкарнеев, Цуй Ва-чуан, ЖЭТФ 44, 142 /1963/.
2. R. Ohene, Phys. Rev. 98, 147 (1955).
3. R. Ohene, Phys. Rev. 98, 216 ; L. Wolfenstein, Phys. Rev. 96, 1654 (1954).
4. Л.Д. Пузиков, Р.М. Рындин, Я.А. Смородинский, ЖЭТФ, 32, 592, 1957.
5. O. Chamberlain, E. Segre, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. 105, 288 (1957).
6. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Силян, С.Н. Соколов, ЖЭТФ 41, 197 /1961/.
7. S. Mandelstam, Proc. Roy. Soc. 244, 491 (1958).
8. Р.Я. Зулкарнеев, И.Н. Силян. Препринт ОИЯИ Д-1107, 1962 г.
9. H. Stapp, Phys. Rev. 103, 425 (1956).
10. Sprung, Phys. Rev. 121, 925 (1961).
11. H. Stapp, T. Ypsilantis, M. Metropolis, Phys. Rev. 105, 302 (1957).
12. Н.П. Богачев, И.К. Взоров. ДАН СССР 99, 931 /1954/; ДАН СССР 99, 931 /1954/; ДАН СССР 108, 806 /1956/.
13. М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ 33, 37 /1957/.
14. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов, ЖЭТФ 38, 1451 /1960/.
15. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов, ЖЭТФ 43, 1665 /1962/.
16. Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Р.Я. Зулкарнеев. ЖЭТФ 41, 83 /1961/.
17. В.И. Никаноров, А.Ф. Писарев, Х. Позе, В. Петер. ЖЭТФ 42, 1209 /1962/.
18. В.П. Джелепов, С.В. Медведь, В.И. Москалев. ДАН СССР 104, 380 /1955/.
19. Л.М. Сороко. ЖЭТФ 35, 267 /1958/.
20. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Силян. Препринт ОИЯИ.
21. С.Н. Соколов, И.Н. Силян. Препринт ОИЯИ, Д-810 /1961/.
22. N. Hoshizaki, S. Machida, RIF-21, August 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 февраля 1963 г.

Т а б л и ц а № 1

Решение № 1 $/x^2 = 41,5; t_{...} = 4; t^2 = 0,080/$		Решение № 3 $/x^2 = 68,2; t_{...} = 4; t^2 = 0,080/$	
Фазовые сдвиги в градусах			
$\bar{\delta}^R(\gamma_s)$	-20,46+8,93	11,00+4,22	
$\bar{\delta}^R(\gamma_{P_1})$	-37,26+8,25	-25,57+2,85	
$\bar{\delta}^R(\gamma_{P_2})$	-15,32+4,75	1,12+3,12	
$\bar{\delta}^R(\gamma_{P_3})$	55,23+8,62	-69,32+7,28	
$\bar{\delta}^R(\gamma_{D_1})$	3,56+2,62	1,88+3,82	
δ^i	-0,16+3,70	-0,89+3,19	
$\bar{\delta}^R(\gamma_{P_4})$	-5,61+1,14	-3,55+0,66	
$\bar{\delta}^R(\gamma_{P_5})$	2,39+1,61	8,24+1,39	
$\bar{\delta}^R(\gamma_{P_6})$	-3,43+1,10	4,51+1,02	
$\bar{\delta}^R(\gamma_{P_7})$	7,99+1,00	-6,93+1,08	
$\bar{\delta}^i(\gamma_s)$	-	-	
$\bar{\delta}^i(\gamma_{P_1})$	4,38+9,63	-9,80+4,63	
$\bar{\delta}^i(\gamma_{P_2})$	-1,86+3,21	2,20+3,87	
$\bar{\delta}^i(\gamma_{P_3})$	26,31+6,93	30,62+4,98	
$\bar{\delta}^i(\gamma_{D_1})$	18,24	18,24	

Т а б л и ц а № 2

Значение критерия x^2					
Решения работы /8/	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5
$t_{...} = 4; t^2 = 0,053$ Нерелятив. ф-лы	47	62,1	67,2	82,7	83,1
$t_{...} = 4; t^2 = 0,053$ релятив. ф-лы	44,8	-	67,0	85,0	78,3
$t_{...} = 4; t^2 = 0,080$ релятив. ф-лы	41,5	Сходится к решению №1		68,2	85,4
$t^2 = 0,08;$ $t_{...} = 5$ релятив. ф-лы	30,5	-	45;46	-	43

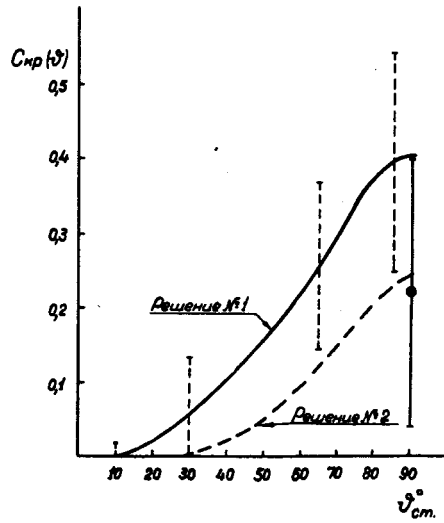
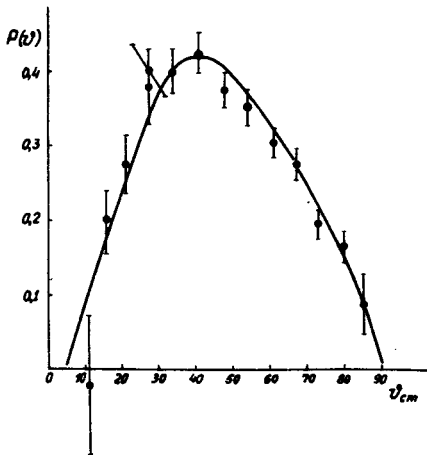
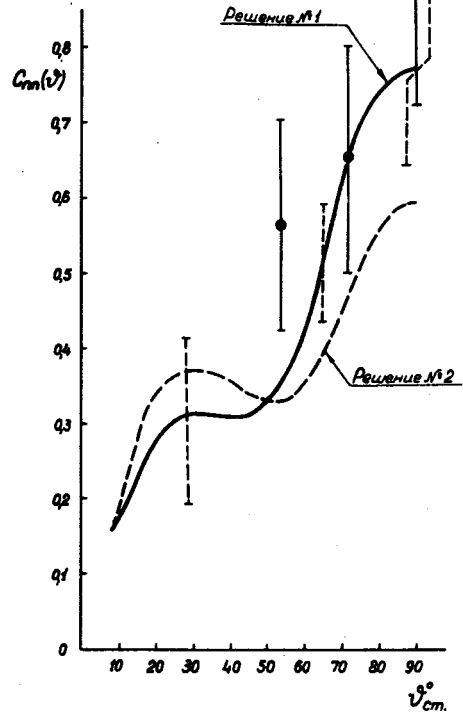
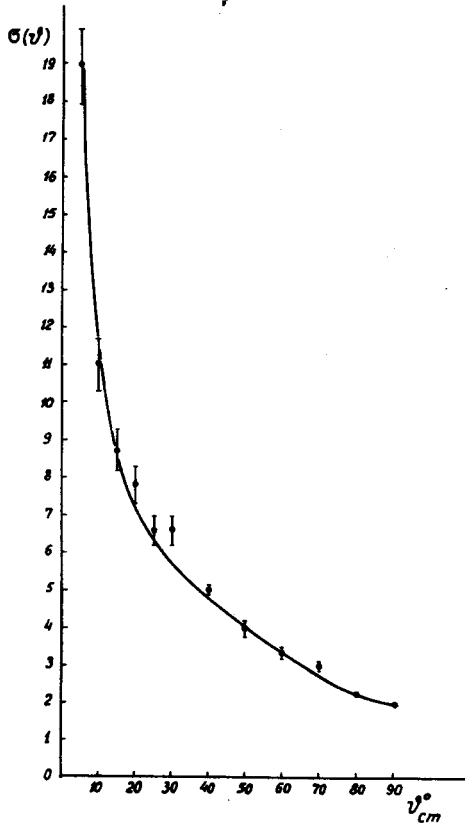


Рис. 1. Зависимость $\sigma(\theta)$, $P(\theta)$, $C_m(\theta)$, $C_{kp}(\theta)$ от угла рассеяния согласно решениям № 1, № 2. \bullet экспериментальные точки; --- — предсказываемый коридор ошибок.

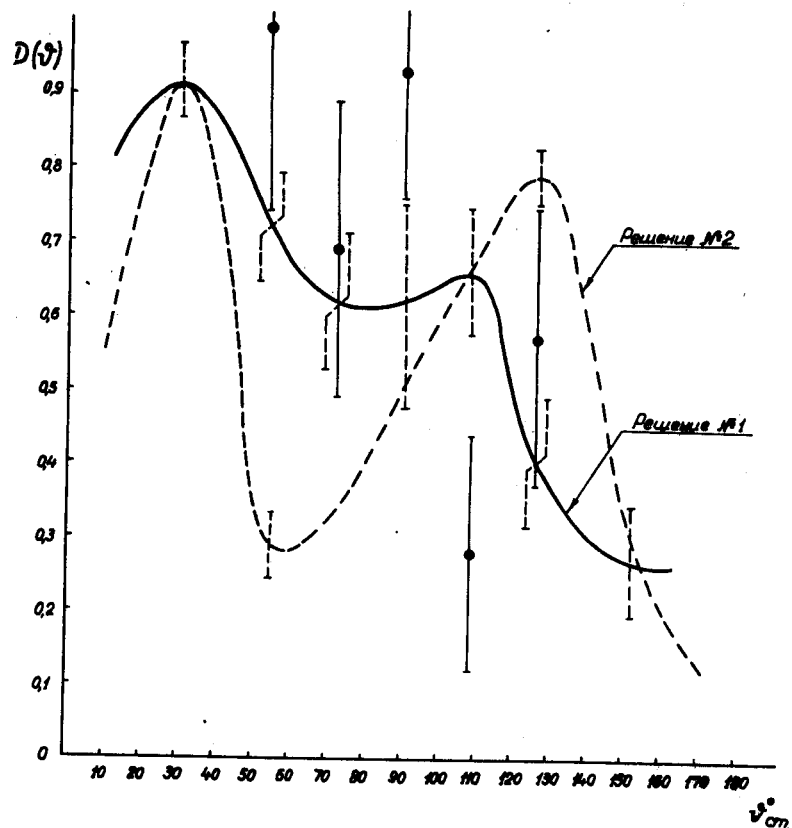
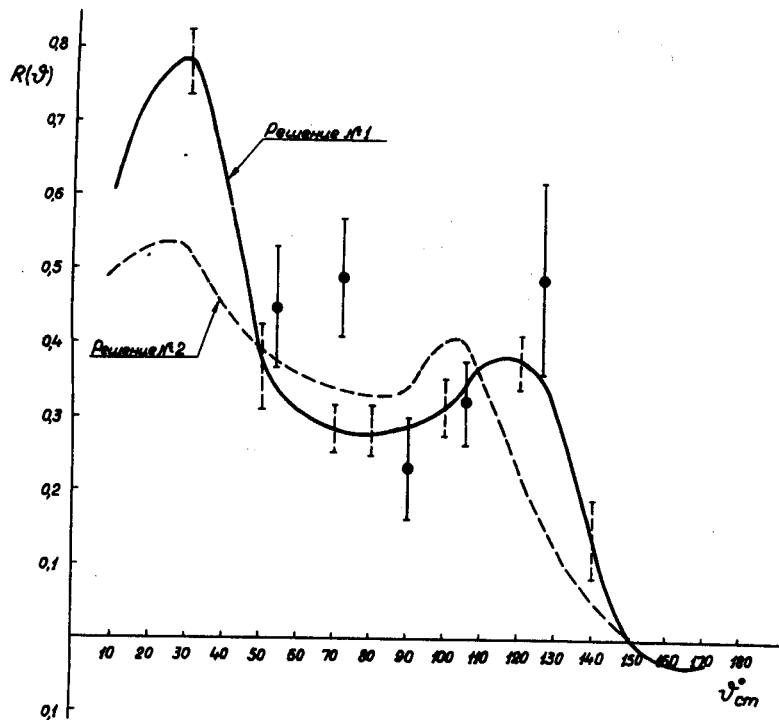


Рис. 2. Угловая зависимость $D(\theta), R(\theta)$ согласно решениям № 1, № 2. \blacksquare — экспериментальные точки, \vdots — предсказываемый коридор ошибок.

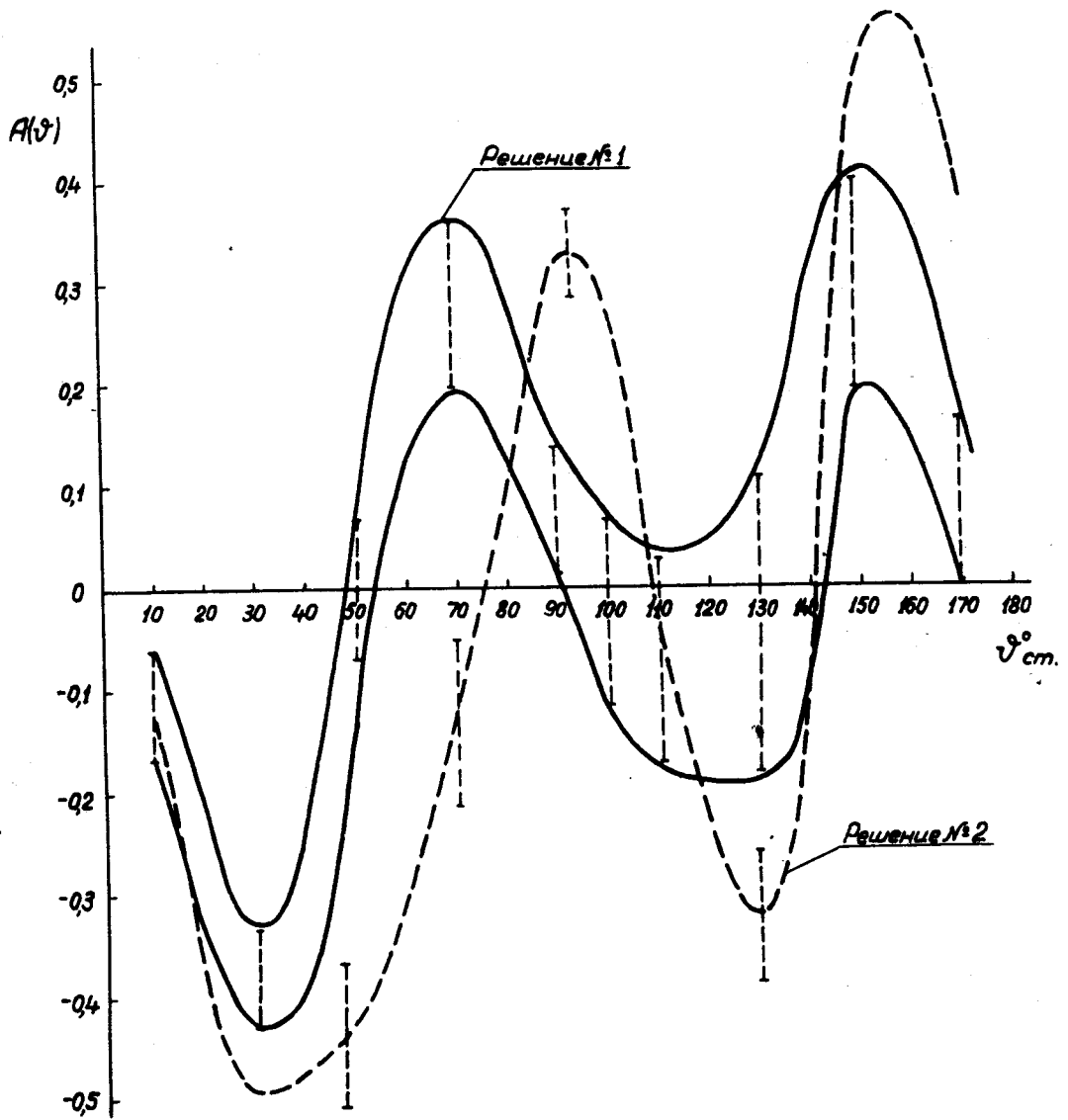


Рис. 3. Угловая зависимость $A(\theta)$ согласно решениям № 1, № 2. \vdash -предсказываемый коридор ошибок.

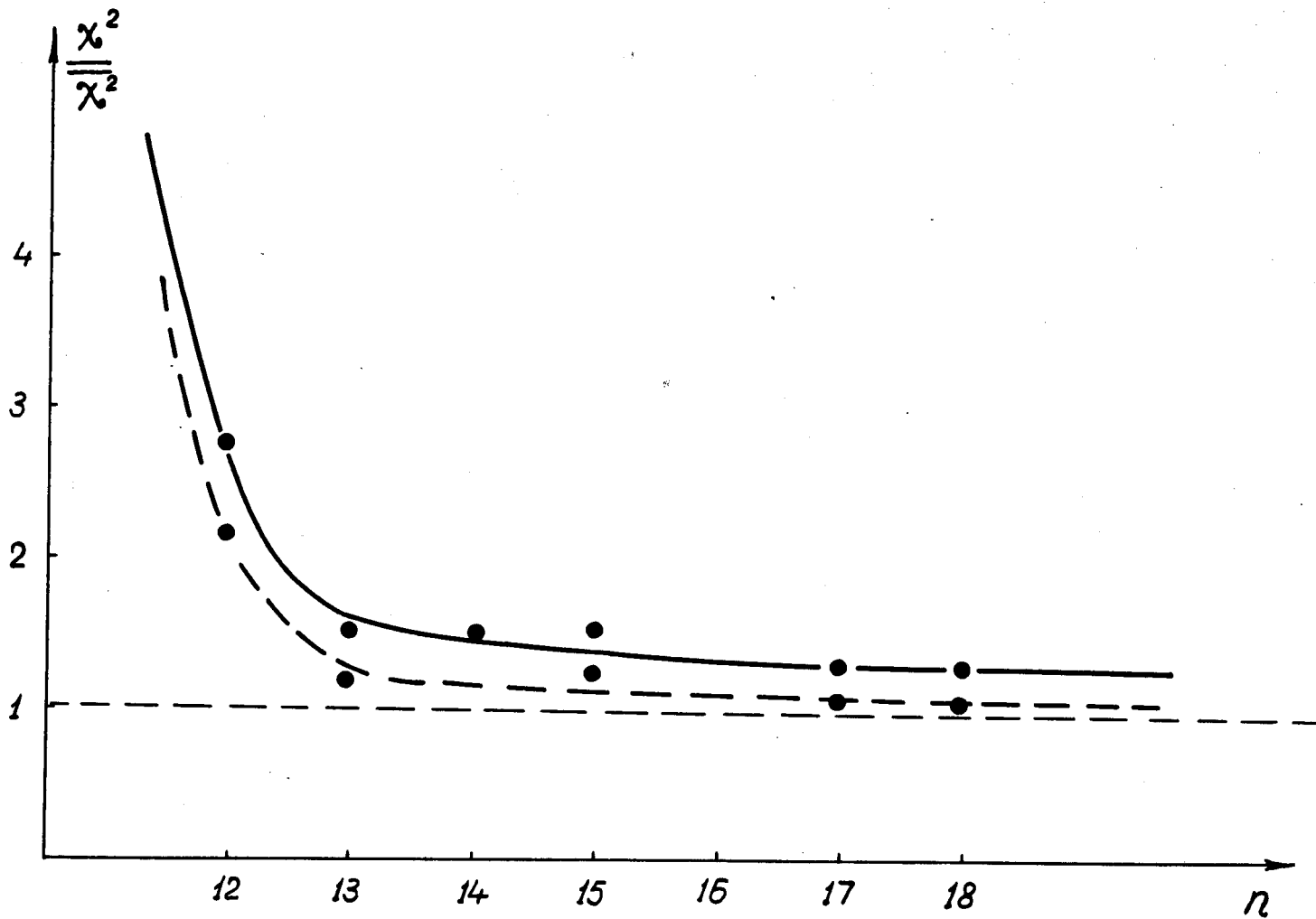


Рис. 4. Зависимость $\chi^2/\overline{\chi^2}$ от числа варьируемых параметров. Пунктиром изображена та же зависимость без учета точки R (72°).