

1. Анализ данных по pp -рассеянию в интервале 100 - 1300 МэВ.

Вовченко В.Г., Поляков В.В., Федоров О. Я.

ПЛАН ИЗЛОЖЕНИЯ

1. Введение. Данные (краткий обзор). Последние фазовые анализы (ФА).
2. Цель нашего ФА .
3. Формализм матрицы рассеяния и ФА (смысл терминов, особенности ФА, важные проявления взаимодействия).
4. Особенности рассматриваемого ФА.
5. Результаты: предсказания фазовых сдвигов, проявление неупругого взаимодействия, вклады спиновых состояний в полное упругое сечение, амплитуд м.р. под нулем, замечания об экс. данных при 1 ГэВ.
6. Выводы.

1-а. Общие слова, история.

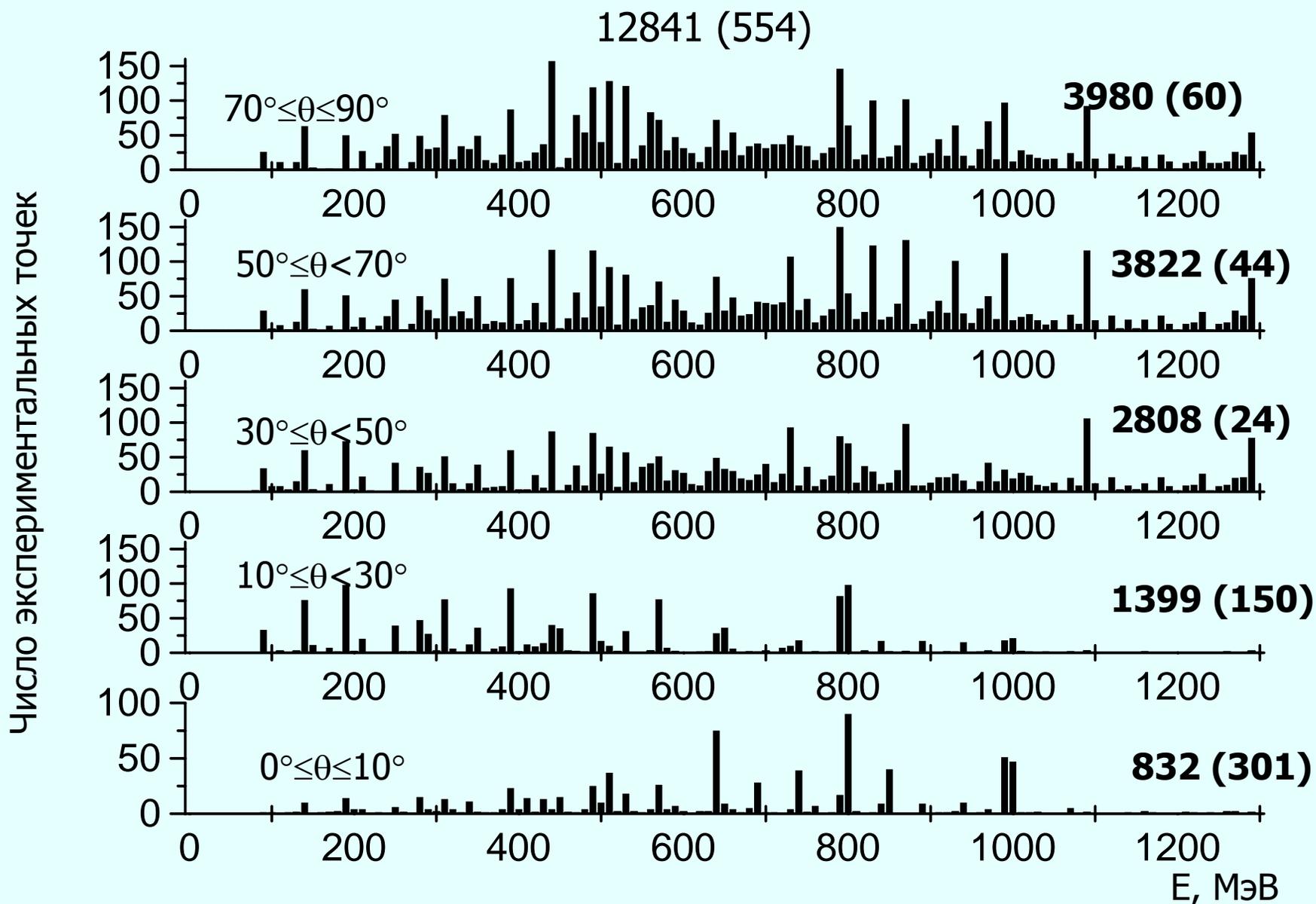
Упругое рассеяние протонов есть простое проявление сильного взаимодействия. Большое сечение и просто выделяется канал. Интерпретируется на основе потенциального подхода, либо - феноменологического. Работами Вольфенштейна и др. развит формализм матрицы рассеяния (1952 г.) и на ее основе - формализм фазового анализа (Статья Стаппа-Ипсилантиса-Митрополиса 1957 г). Активное участие в подобных исследованиях принимали сотрудники советских научных центров в Дубне и Гатчине.

К началу 90-х годов был завершен определенный этап исследований выполнением обширной программы измерений поляризационных параметров на ускорителе Сатурн (Сакле) и в качестве итога были выполнены ФА несколькими группами (Сакле, Киото). В настоящее время ФА Арндта и др. является единственным источником обобщенной информации об упругом протон-протонном взаимодействии в широком энергетическом интервале.

В ПИЯФ последний эксперимент по измерению K_{nn} выполнен в 2000 г.

Область благоприятна ФА. Рождение π -мезонов происходит в малом числе состояний NN и πN -систем.

2. Распределение числа экспериментальных данных



2-а.ФА Арндт и др.

ФА “Арндт и др.” как эталон.

Упругая часть представляется суммой одноопионного обмена (ОРЕ) и обменом большего числа π -мезонов. Энергетическая зависимость описывается суммой полиномов Лежандра 2-го рода. Свободными (искомыми) являются коэффициенты при полиномах.

Формализм развивается в течение более 25 лет. Воспроизведение невозможно. В неупругой области нарушается соотношение между представлениями S -матрицы Стаппа и Арндта, что делает затруднительным использование решения Арндта в анализах, построенных на основе представления Стаппа.

Распределение числа типов наблюдаемых

(11)

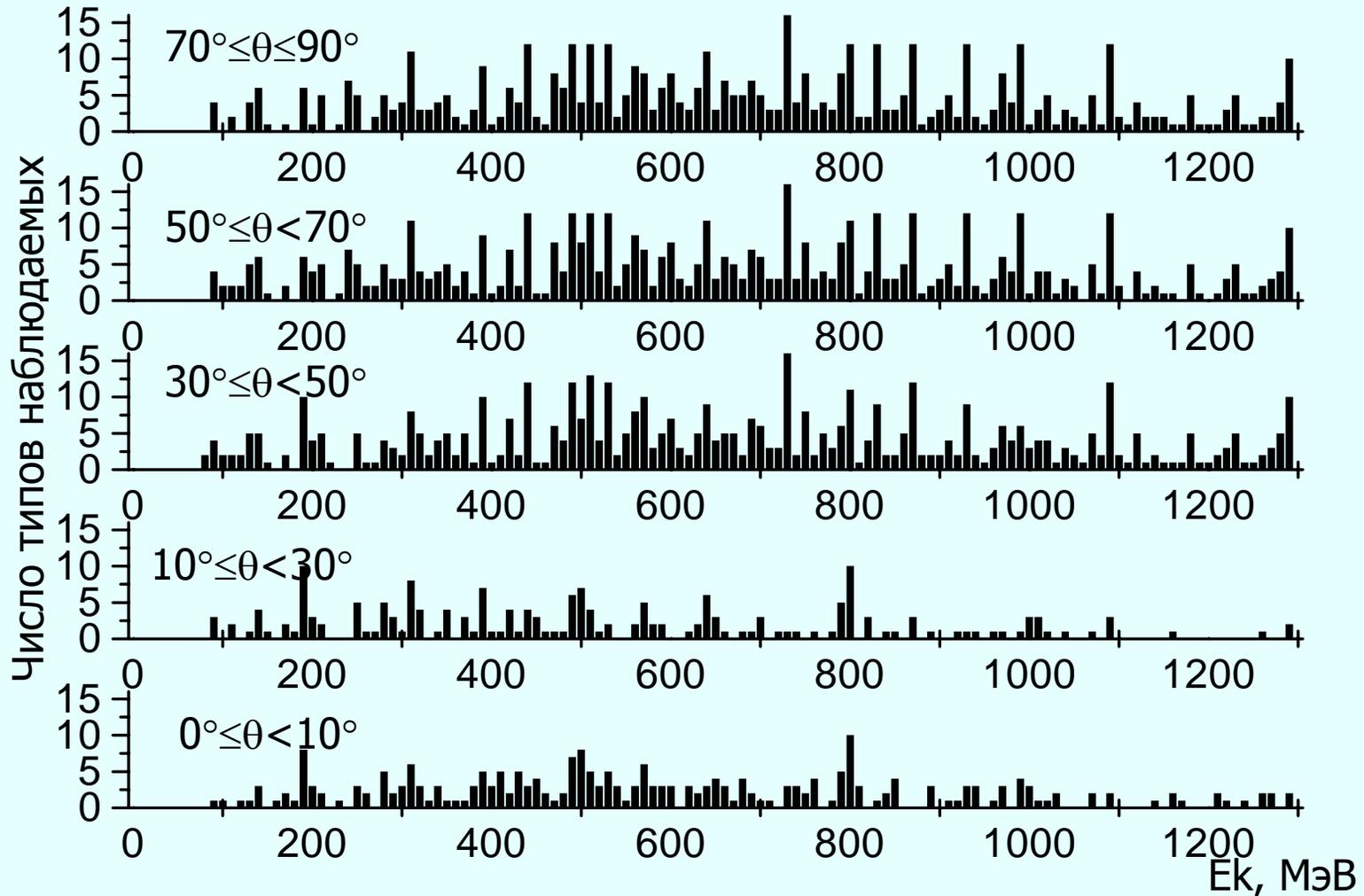
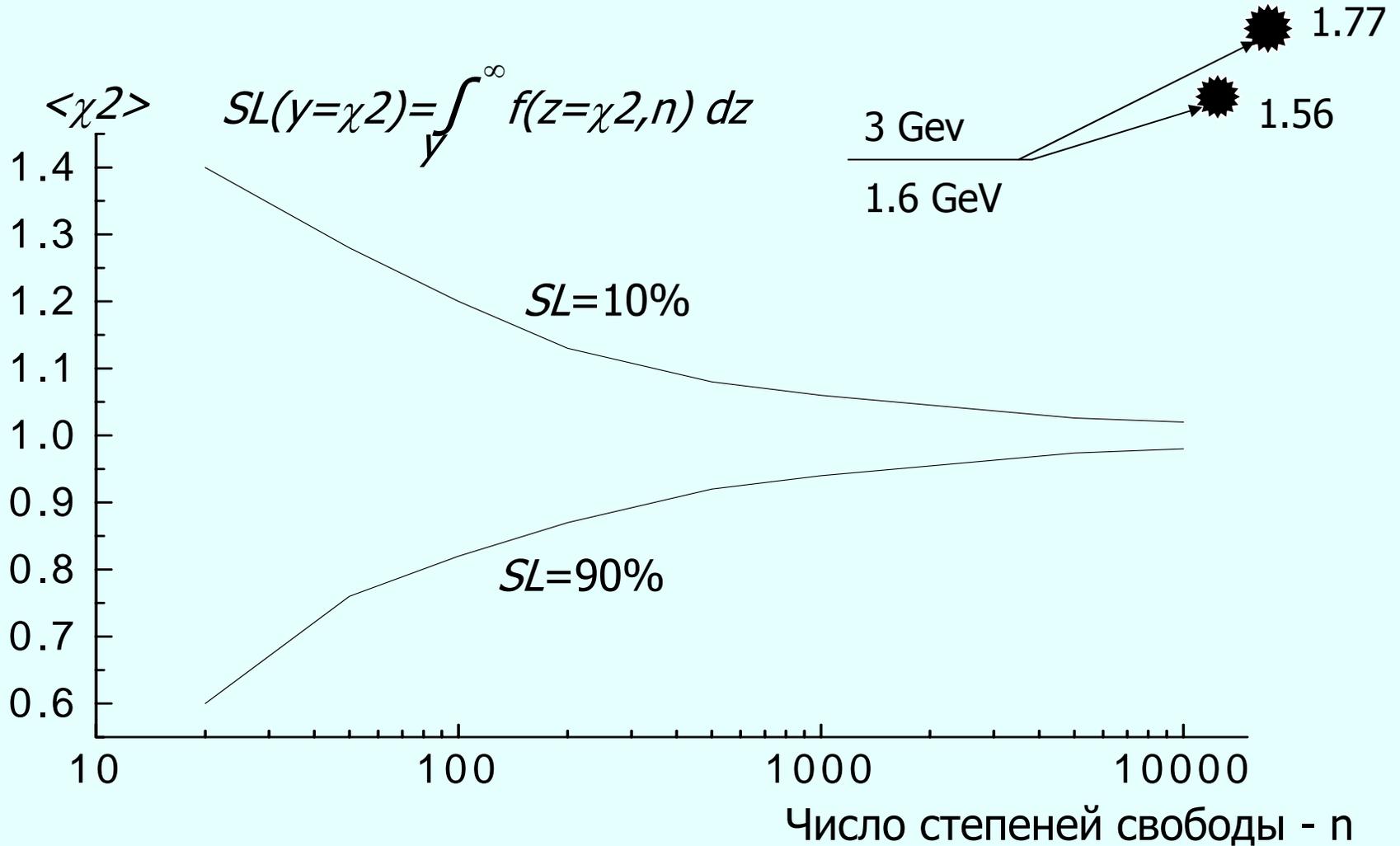


Таблица . Сравнение фазовых анализов по χ^2

№	Ф.А.	E_k , МэВ	χ^2/N	Год
1	FA91	0÷1600	20600/11880=1.74	1992
2	P950	920÷980	903/604 =1.50	1992
3	P999	960÷1040	1274/900 =1.42	1992
4	Stoks ...	0÷350	1787/1787 =1.00	1993
5	SM97	0÷1600	20910/12889=1.62	1997
6	SP00	0÷1600	23927/15766=1.52	2000
7	- " -	926÷974	762/679 =1.12	2000, ф.
8	- " -	926÷974	992/679 =1.45	2000
9	- " -	976÷1020	917/708 =1.29	2000
10	SP07	0÷3000	44463/24916=1.77	2007

3. Уровень значимости (*significance level*) - *SL*

The European Physical Journal C v.15, 2000



4.Цель фазового анализа

- Итоговый анализ совокупности данных (наших) в области 1 ГэВ в надежде узнать новое.
- 1.Для диапазона 100÷1300 МэВ выполнить непрерывный фазовый анализ данных по pp -взаимодействию с $\langle\chi^2\rangle\approx 1$.
- 2.Исследовать особенности взаимодействия (зависимость от орбитального момента, влияние неупругого взаимодействия и др.).
- 3.Обеспечить заинтересованных лиц информацией по pp -взаимодействию в диапазоне 100÷1300 МэВ.

5. Матрица рассеяния (форма Оме)

$$M(\sigma_1, \sigma_2) = a + c(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + b \sigma_{1n} \sigma_{2n} + e \sigma_{1m} \sigma_{2m} + f \sigma_{1l} \sigma_{2l}$$

$n \sim k \times k', \quad l \sim (k+k'), \quad m \sim (k-k')$

$\sigma_{1,(2)}$ – спиновые операторы (матрицы Паули) 1-го (2-го) протонов.

Амплитуды a, b, c, e, f – функции угла рассеяния, энергии.

На матрицу M накладываются условия инвариантности относительно пространственных вращений и отражений и обращения времени.

Полностью описывает упругое взаимодействие (весь набор набл)

Потенциал: центральная, спин-орбитальная и тензорная части.

Амплитуды описывают: центральное, спин-орбитальное и спин-спиновое взаимодействия.

6. Матрица рассеяния в синглет-триплетном представлении (Stapp...)

- Нет синглет-триплетных переходов (сохранение четности).
- $M_{ss} = f_{c,s} + M_{ss}(OPE) + 2 \sum (2L+1) h_L P_L$, (Сумма до L_{max})
- $M_{11} = f_{c,a} + M_{11}(OPE) +$
 - $\Sigma \{ (L+2) h_{L,L+1} + (2L+1) h_{LL} + (L-1) h_{L,L-1} -$
 - $((L+1)(L+2))^{1/2} h^{L+1} - ((L-1)L)^{1/2} h^{L-1} \} P_L$
- $M_{00} = f_{c,a} + M_{00}(OPE) + 2 \Sigma \{ (L+1) h_{L,L+1} + L h_{L,L-1} +$
 - $((L+1)(L+2))^{1/2} h^{L+1} - ((L-1)L)^{1/2} h^{L-1} \} P_L$
- M_{01}, M_{10} ,
- Эффективный метод восстановления м.р.

7. S – матрица (Stapp)

■ $S_L = \exp(2i\delta_L)$, синглетные, триплетные ${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3F_3, {}^3H_5 \dots$

■ $S_{LJ} =$

$$\begin{bmatrix} \cos 2\varepsilon_J \exp(2i\delta_{J-1,J}) & i \sin 2\varepsilon_J \exp(i(\delta_{J-1,J} + \delta_{J+1,J} + \varphi_J)) \\ i \sin 2\varepsilon_J \exp(i(\delta_{J-1,J} + \delta_{J+1,J} + \varphi_J)) & \cos 2\varepsilon_J \exp(2i\delta_{J+1,J}) \end{bmatrix}$$

Смешанные триплетные: ${}^3P_2, {}^3F_2, {}^3F_4, {}^3H_4 \dots$

Ф.с. - функции энергии.

Учет неупругих частей ф.с. (неупругости):

$$\eta_{LJ} = \exp(-2\text{Im } \delta_{LJ}), \text{Im } (\delta_{LJ}) \geq 0. \quad (\Leftrightarrow \cos^2 \rho).$$

Парциальные амплитуды: $h_L \sim \eta_L \exp(2i\text{Re}(\delta_L)) - 1.$

8. Представление наблюдаемых

- $I_0 Y_{ijkm} = \text{Tr}(\sigma_{1i} \sigma_{2j} \mathbf{M} \sigma_{1k} \sigma_{2m} \mathbf{M}^+) / 4$ (Хошизаки, Быстрицкий-Легар)
- $I_0 = 1/a^2 + 1/b^2 + 2/c^2 + 1/e^2 + 1/f^2 =$
- $= (0.5/M_{ss}^2 + 1/M_{11}^2 + 0.5/M_{00}^2 + 1/M_{01}^2 + 1/M_{10}^2 + 1/M_{1-1}^2) / 2$
- $I_0 P = 2 \text{Re}((a+b)c^*) = \text{Re}(i(M_{10} - M_{01})(M_{11} + M_{00} - M_{1-1})) / 2^{1/2}$
- $I_0 (1 - A_{00nn}) = (1/M_{ss}^2 + 1/M_{11} + M_{1-1}^2) / 2$
-
- $\sigma_{tot} = \text{Im } a(0) (4\pi/k)$
- $\Delta\sigma_T = -\text{Im } b(0) (8\pi/k)$
- $\Delta\sigma_L = -\text{Im } f(0) (8\pi/k)$
- $\sigma_{in} = (\pi/2k^2) \sum_{LJ} (2J+1) (1 - \exp(-4 \text{Im} (\delta_{LJ})))$

9. Представление полных сечений (коррекция)

ЯВНЫЙ ВИД.

$$\sigma_{tot} = \pi/k^2 \sum_{LJ} \{ (2J+1) (1 - \eta_{LJ} \cos(2\varepsilon_J) \cos(2\text{Re}\delta_{LJ})) \}$$

$$\sigma_{el} = \pi/(2k^2) \sum_{LJ} \{ (2J+1) (1 - 2\eta_{LJ} \cos(2\varepsilon_J) \cos(2\text{Re}\delta_{LJ}) + \cos^2(2\varepsilon_J) \eta_{LJ}^2 + \sin^2(2\varepsilon_J) \eta_{L+1J} \eta_{L-1J}) \}$$

$$\sigma_{in} = \pi/(2k^2) \sum_{LJ} \{ (2J+1) (1 - \cos^2(2\varepsilon_J) \eta_{LJ}^2 - \sin^2(2\varepsilon_J) \eta_{L+1J} \eta_{L-1J}) \}$$

Для несмешанных состояний $\varepsilon_J = 0$:

$$\sigma_{tot} \rightarrow \text{Re}\delta_{LJ}^2, \quad \sigma_{in} \rightarrow \text{Im}\delta_L$$

Получаются из S (след матриц).

$$\sigma_{in}(L) = I - S_L S_L^+ \Rightarrow (1 - \exp(-4\text{Im}\delta_L))$$

$$\sigma_{el}(L) = (I - S_L)(I - S_L)^+ \Rightarrow$$

(ВЫВОД: ВКЛЮЧАТЬ)

Поиск решения

■ Параметры $\{\delta\}$ находятся минимизацией функционала:

$$\chi^2(\{\delta\}) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{Y_i(\{\delta\}) - Y_i}{\Delta Y_i} \right)^2,$$

■ где: $\{\delta\}$ - набор свободных параметров,

■ $Y_i(\{\delta\})$ – вычисленное значение наблюдаемой величины при значениях аргументов в точке i (угол, энергия, тип...),

■ $Y_i, \Delta Y_i$ – экспериментальное значение точки i и ее статистическая ошибка .

■ $\chi^2 = N_{cc}$ $N_{cc} = N - (n_{сп} + 1) \approx N$, $\langle \chi^2 \rangle = \chi^2 / N$ (1.5%)

Анализ. База данных.

Использовались данные по упругому pp -взаимодействию и по полным сечениям взаимодействия, по полным сечениям в чистых спиновых состояниях, по полным неупругим сечениям. Данные принадлежат к области энергий протонов 80÷1300 МэВ. Их источниками являлись компиляция Быстрицкого и Легара “*Nucleon-Nucleon Scattering Data*” (Karlsruhe-1978), база данных ФА Арндта и оригинальные публикации.

Не использовались данные, принадлежащих угловому диапазону вблизи и меньше области кулоновской интерференции (при энергии 0.1 ГэВ граничный угол равен 8.2° , при энергии 1 ГэВ – 3.3°).

Всего 12841 точка.

Из них 554 точек получено на синхроциклотроне ЛИЯФ-ПИЯФ.

Анализ. База данных: нормировка и коррекция ошибок

Данные по дифференциальным сечениям и поляризации корректировались, используя свободные нормировочные коэффициенты v_i : $Y_i = Y_i(1+v_i)$, для i -го набора данных. Коэффициенты находились минимизацией функционала, в который включались псевдоданные с нулевым значением и погрешностью 0.03.

В качестве статистической погрешности использовалась скорректированная статистическая погрешность:

а) полное и дифференциальное сечения: $\Delta Y^2 = \Delta Y^2 + (0.01 Y)^2$,

б) разность полных сечений $\Delta\sigma_{T,L}$: $\Delta Y^2 = \Delta Y^2 + (0.05 Y)^2$,

в) поляризация: $\Delta Y^2 = \Delta Y^2 + (0.01 Y)^2 + (0.002)^2$,

г) поляризационные параметры i -го ранга: $\Delta Y^2 = \Delta Y^2 + i (0.04 Y)^2$.

10. Параметризация ф.с.

Парциальные волны: $L=0..L_{max}$, $L_{max}=9$.

Реальные части (LJ)

p – импульс в МэВ/с. $p_{max}=2200$ МэВ/. $z=\pi p/p_{max}$.

$$\delta(p) = \sum_k \delta_k \sin(kz), \quad k=1..k_{max},$$

Мнимые части (LJ)

От порога. Q – импульс π -мезона в с.ц.м., Q_{max} – максимальный импульс π -мезона в с.ц.м. в реакции $pp \rightarrow d\pi$ для данного диапазона.

$$\dots z_{im} = \pi Q/Q_{max}$$

$$\delta(Q) = \sum_k \delta_k \sin(kz_{im}), \quad k=1..k_{max}.$$

Число свободных параметров

№	Состояние	Реальная часть	Мнимая часть
1	1S_0	5	3
2	3P_0	5	2
3	3P_1	5	4
4	3P_2	6	4
5	ε_2	5	5
6	1D_2	6	4
7	3F_2	5	3
8	3F_3	6	4
9	3F_4	6	3
10	ε_4	6	3
11	1G_4	6	4
12	3H_4	5	2
13	3H_5	6	3

Число свободных параметров (продолжение)

№	Состояние	Реальная часть	Мнимая часть
14	3H_6	4	3
15	ε_6	5	0
16	1I_6	5	0
17	3J_6	4	0
18	3J_7	6	0
19	3J_8	4	0
20	ε_8	4	0
21	1K_8	4	0
22	3L_8	4	0
23	3L_9	5	0
24	${}^3L_{10}$	4	0

Всего 169 свободных параметра.

11. Численные характеристики анализа

$$\langle \chi^2 \rangle = 14835 / 12841 = 1.155$$

Число свободных параметров: 169.

Число параметров, описывающих нормировку данных диф.сечения и поляризации, $41+55=96$.

Число точек с $\chi^2 > 9$ – 159: $\chi^2 = 2105$,

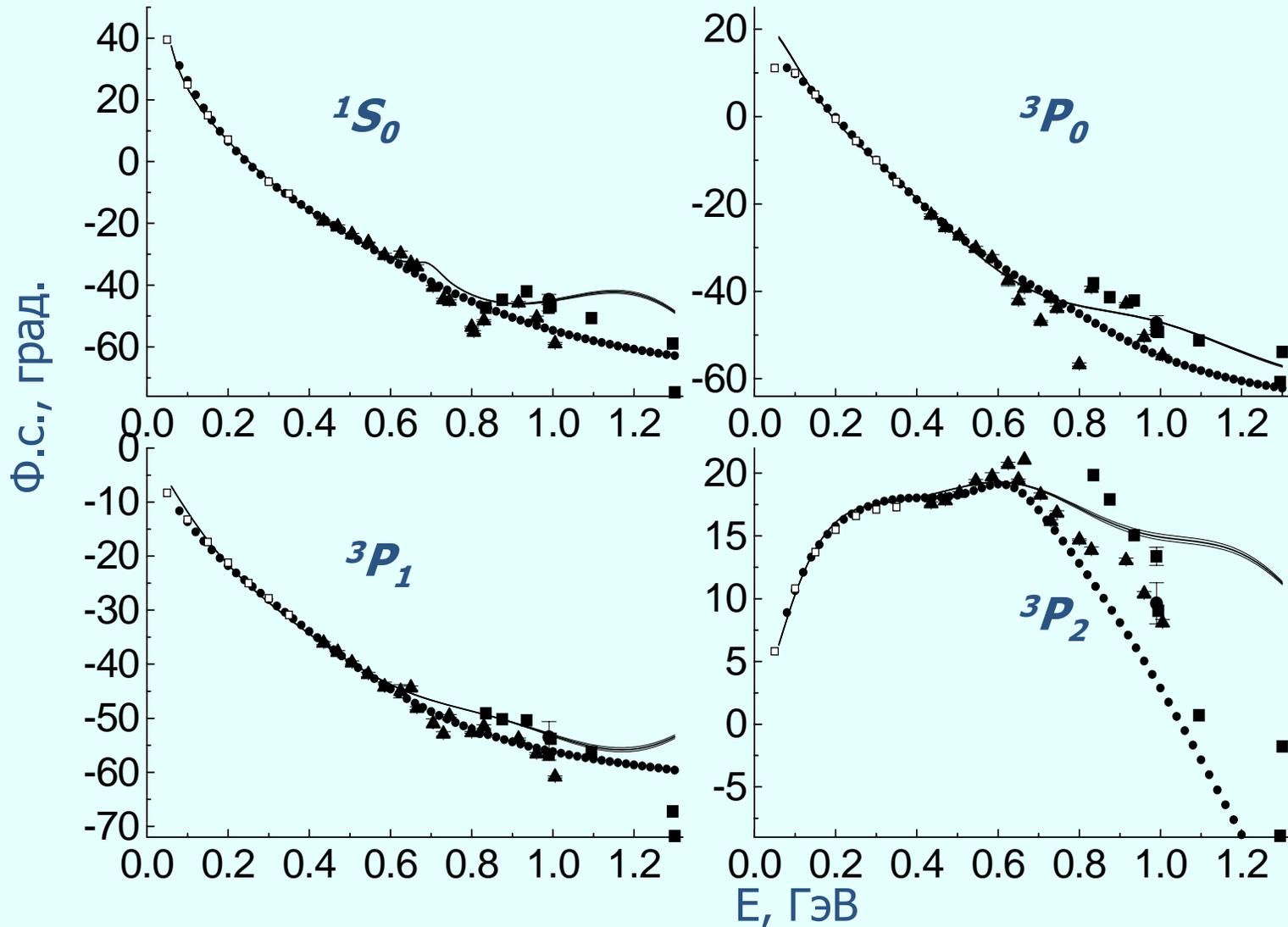
$$\rightarrow \langle \chi^2 \rangle = 1.001 \quad (\Delta \langle \chi^2 \rangle = -0.003).$$

Исключение этих точек из числа данных снизило χ^2 до значения $\chi^2 = 12731$, при уточнении решения оно снизилось до значения 12700 ($\langle \chi^2 \rangle = 1.001$), т.е. изменялось на $2.5 \times 10^{-3} \%$. При этом для энергии 1 ГэВ наиболее значимое изменение на 0.5° получил ф.с. $\text{Re}(\delta(^1D_2))$ при значении 2.3° .

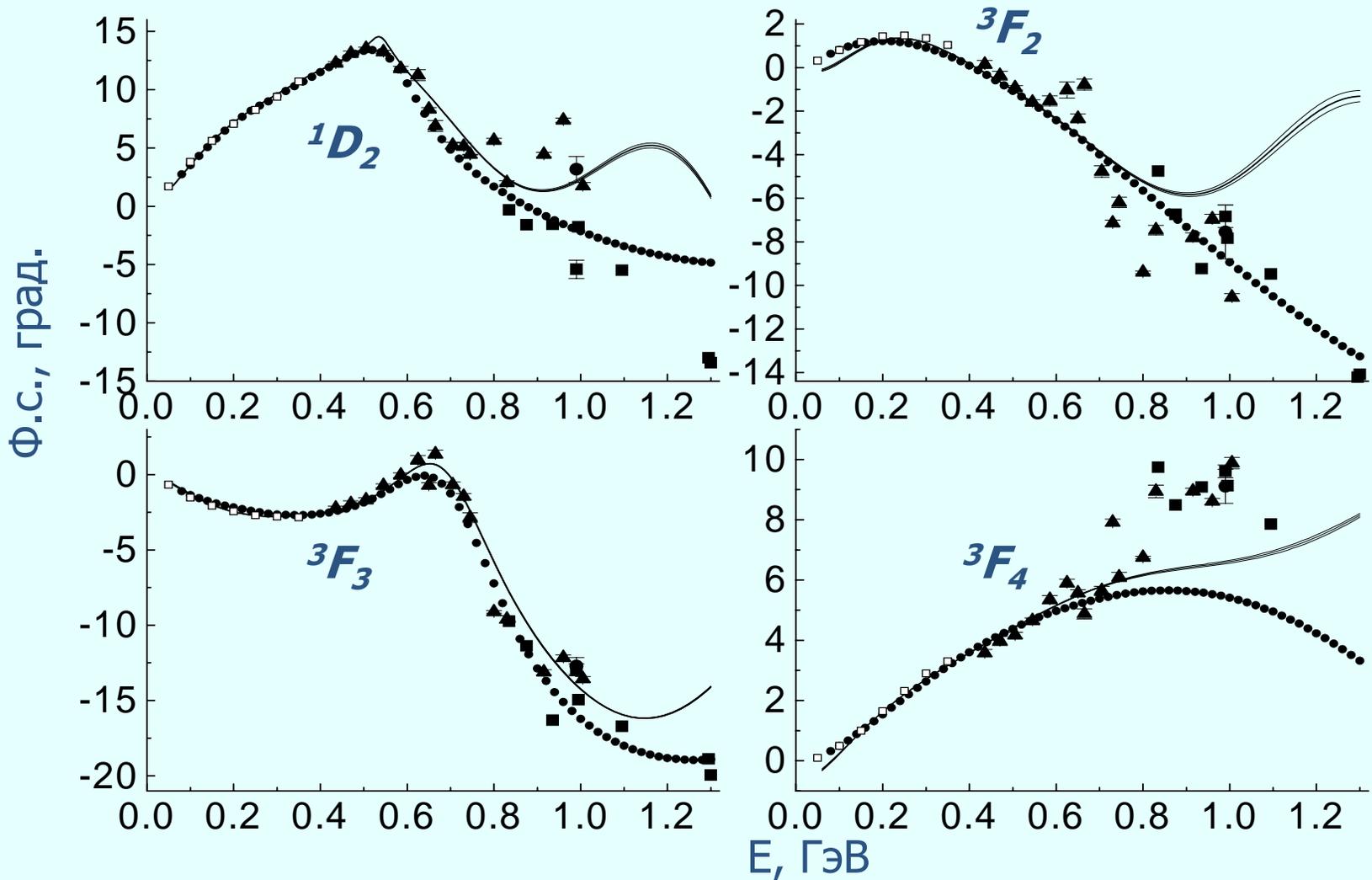
Таблица. Качество описания данных.

Энергетический диапазон, МэВ	Число данных	$\langle \chi^2 \rangle$
100÷200	708	1.31
200÷300	717	0.94
300÷400	1203	0.97
400÷500	1557	1.25
500÷600	1561	1.22
600÷700	1110	1.13
700÷800	1784	1.24
800÷900	1202	1.17
900÷1000	1228	1.18
1000÷1100	724	1.24
1100÷1200	338	1.13
1200÷1300	584	1.17

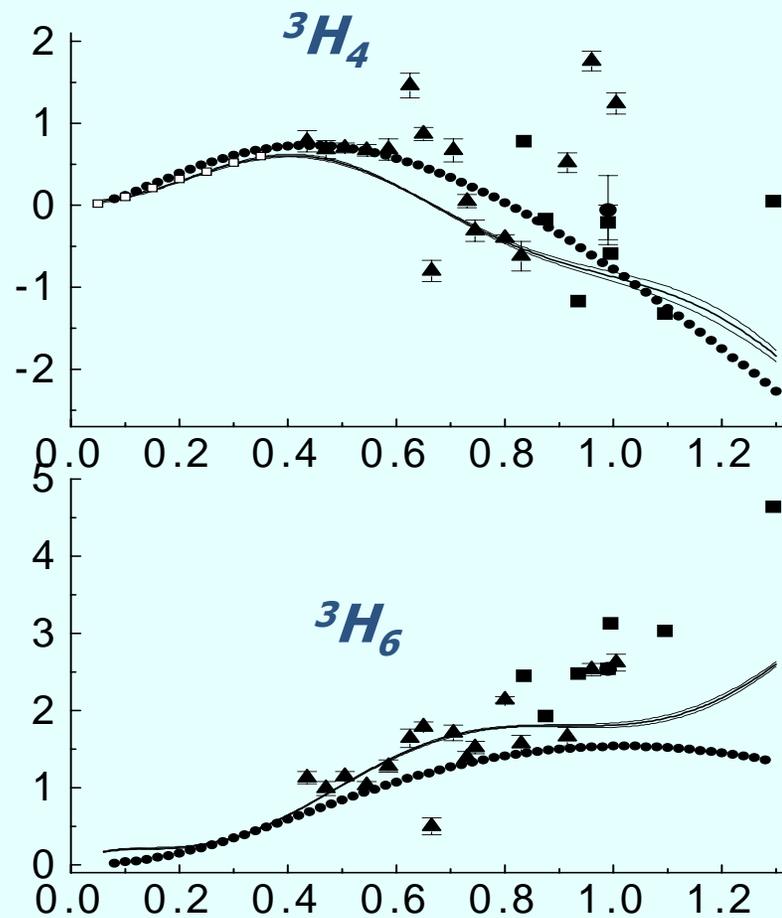
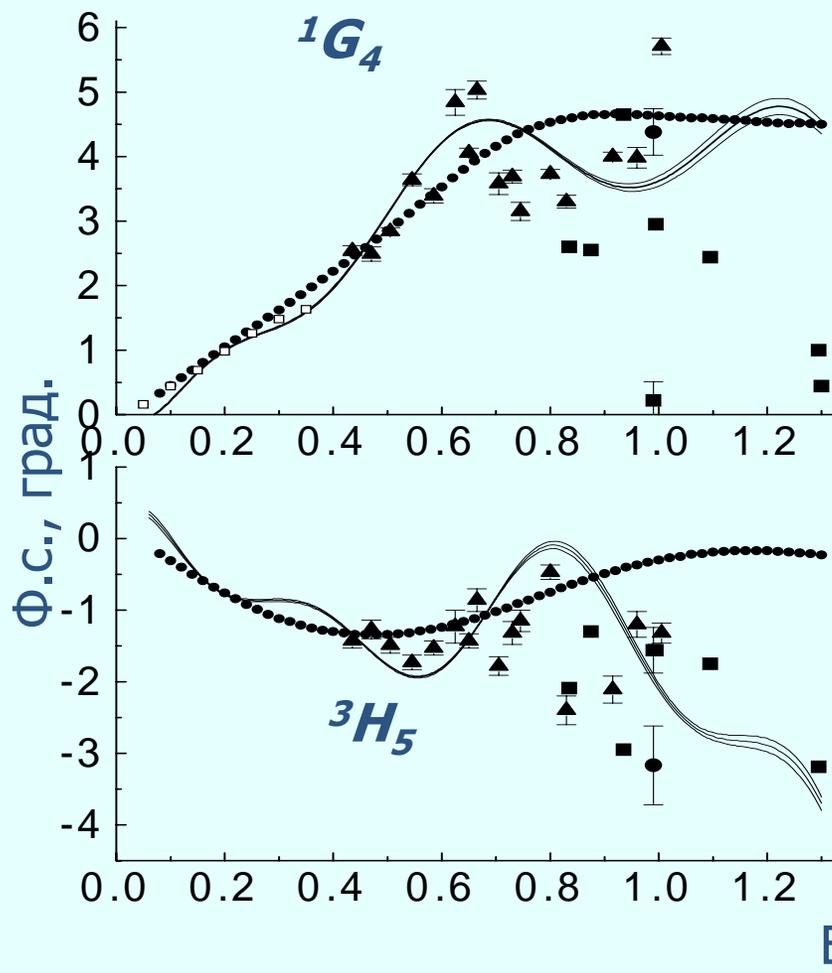
12. Реальные части, состояния S - P



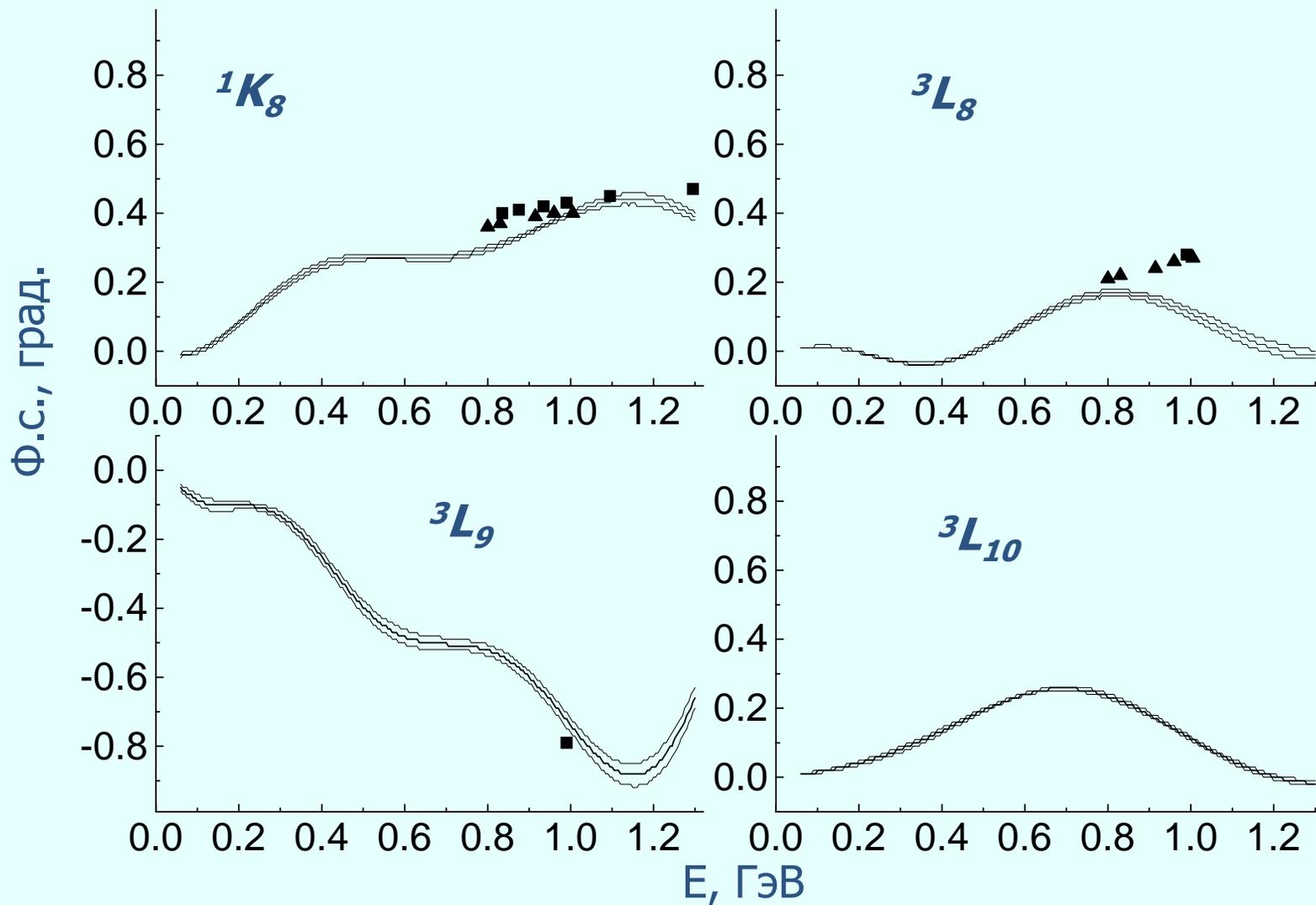
13. Реальные части, состояния $D-F$



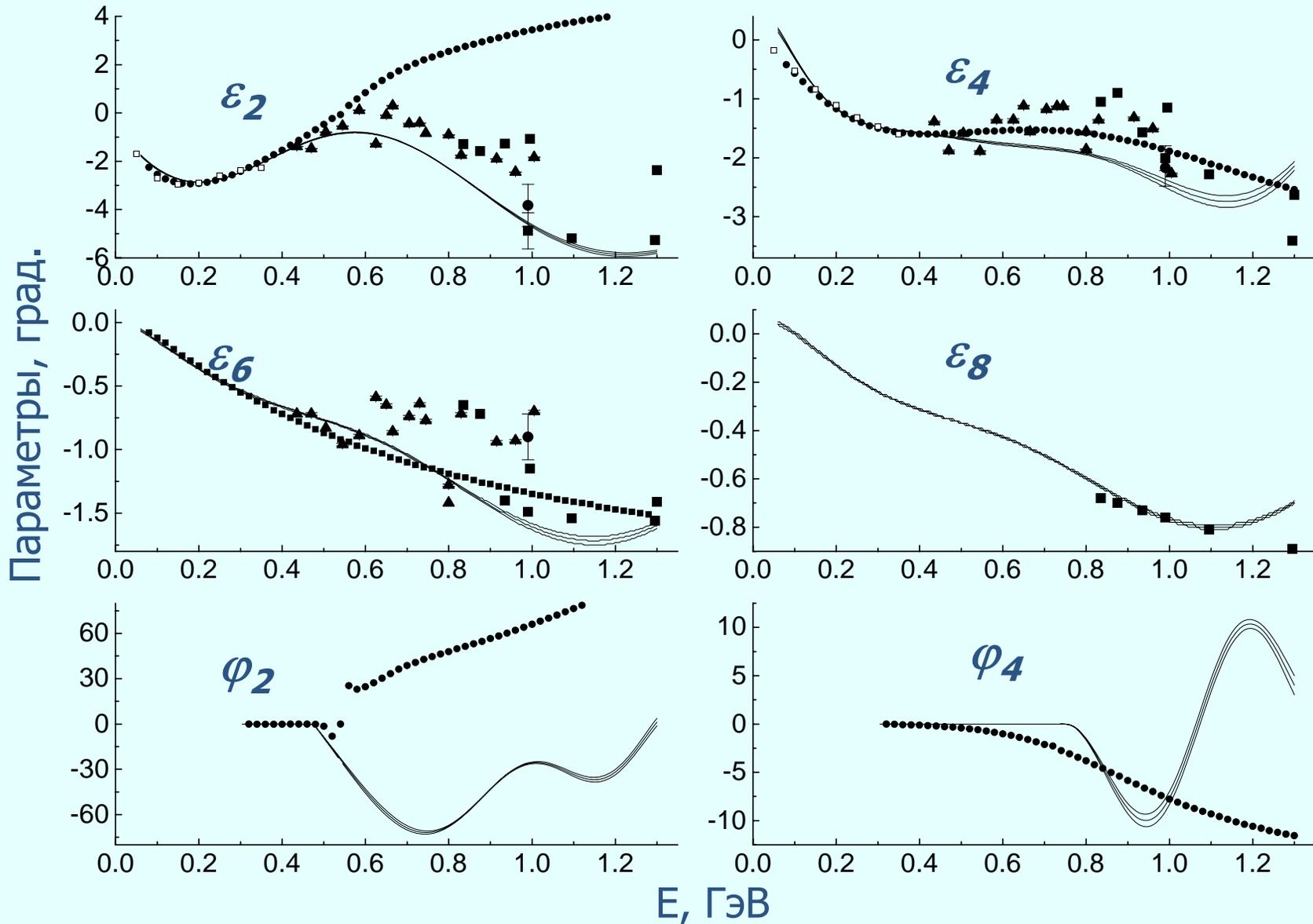
Реальные части, состояния $G-H$



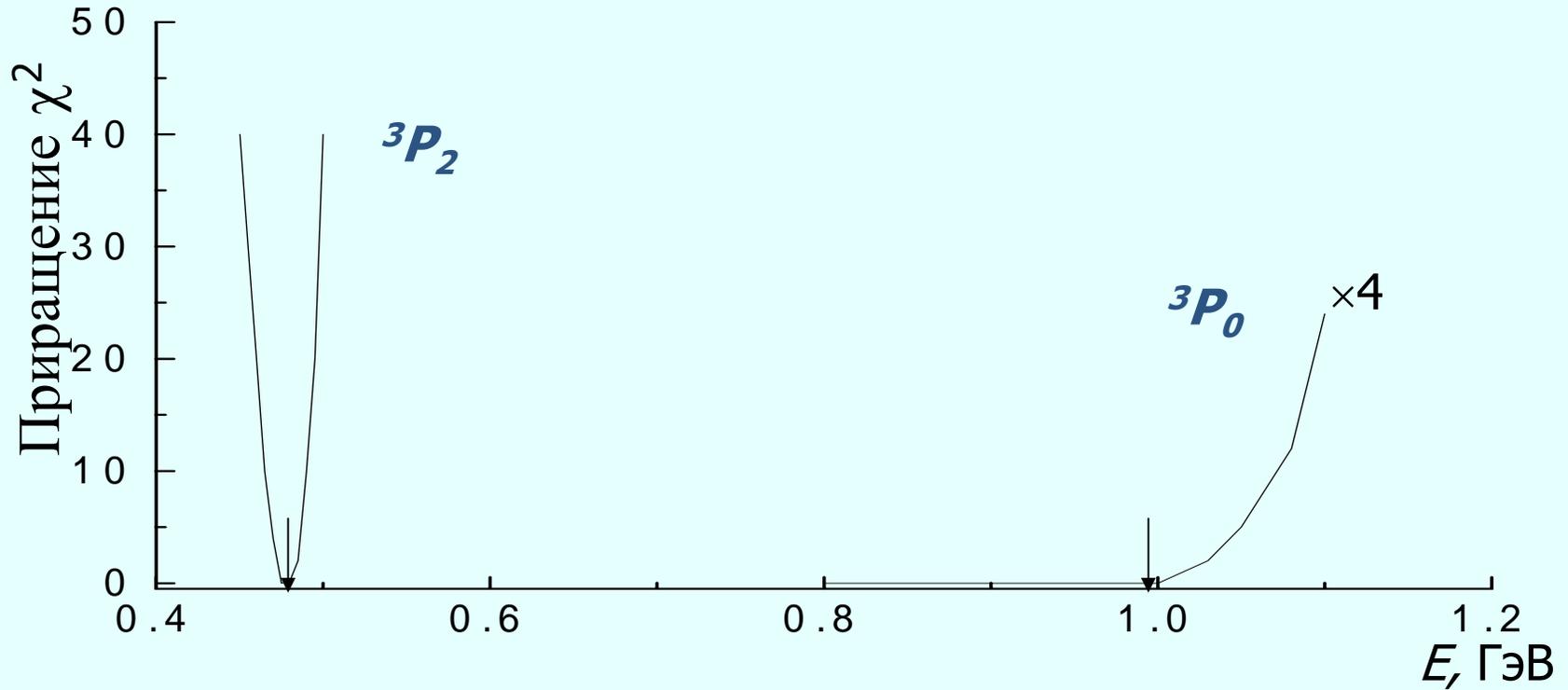
14. Реальные части, состояния $K-L$



15. Параметры смешивания и фаза (6-й параметр)

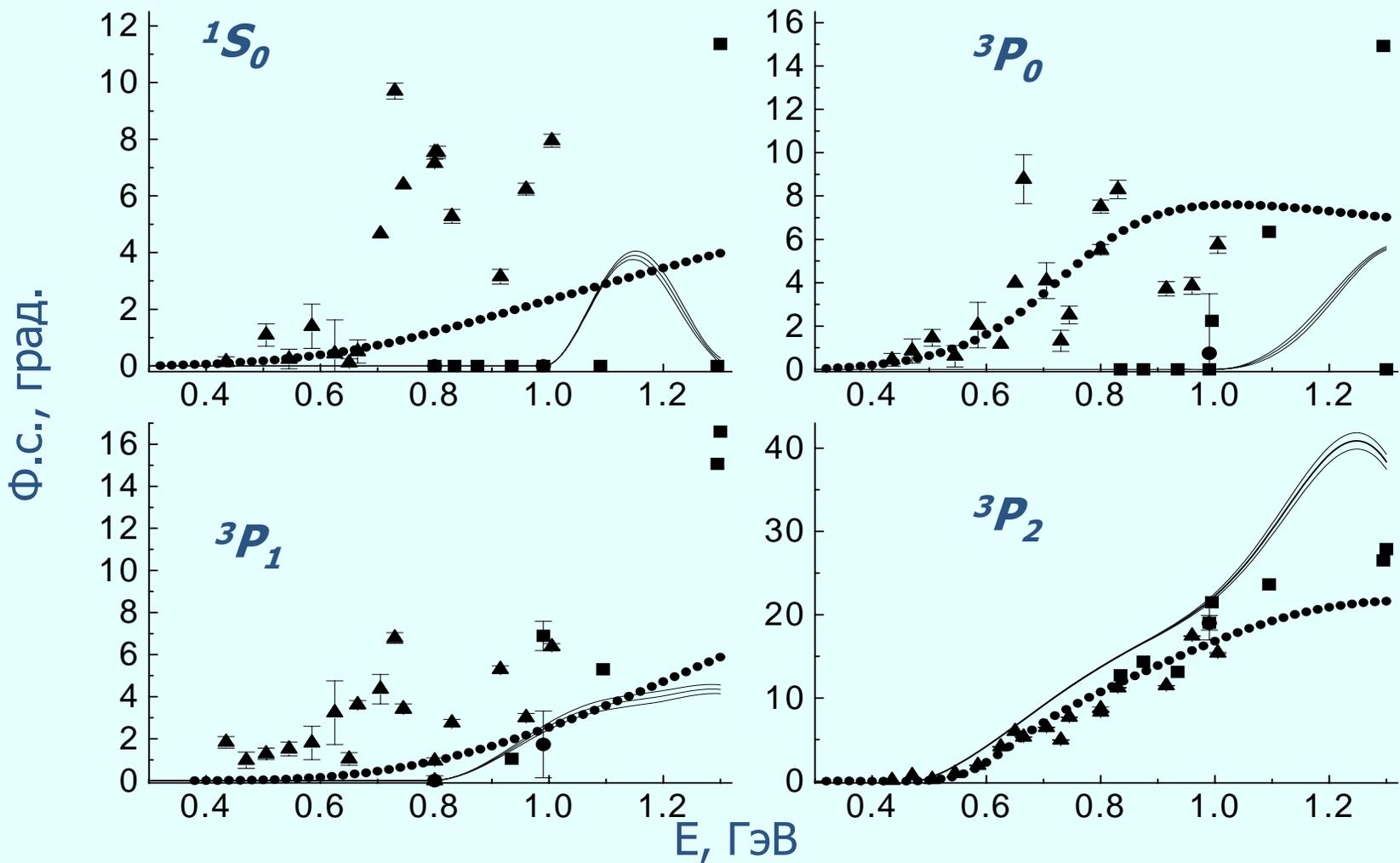


16. Пороги неупругости

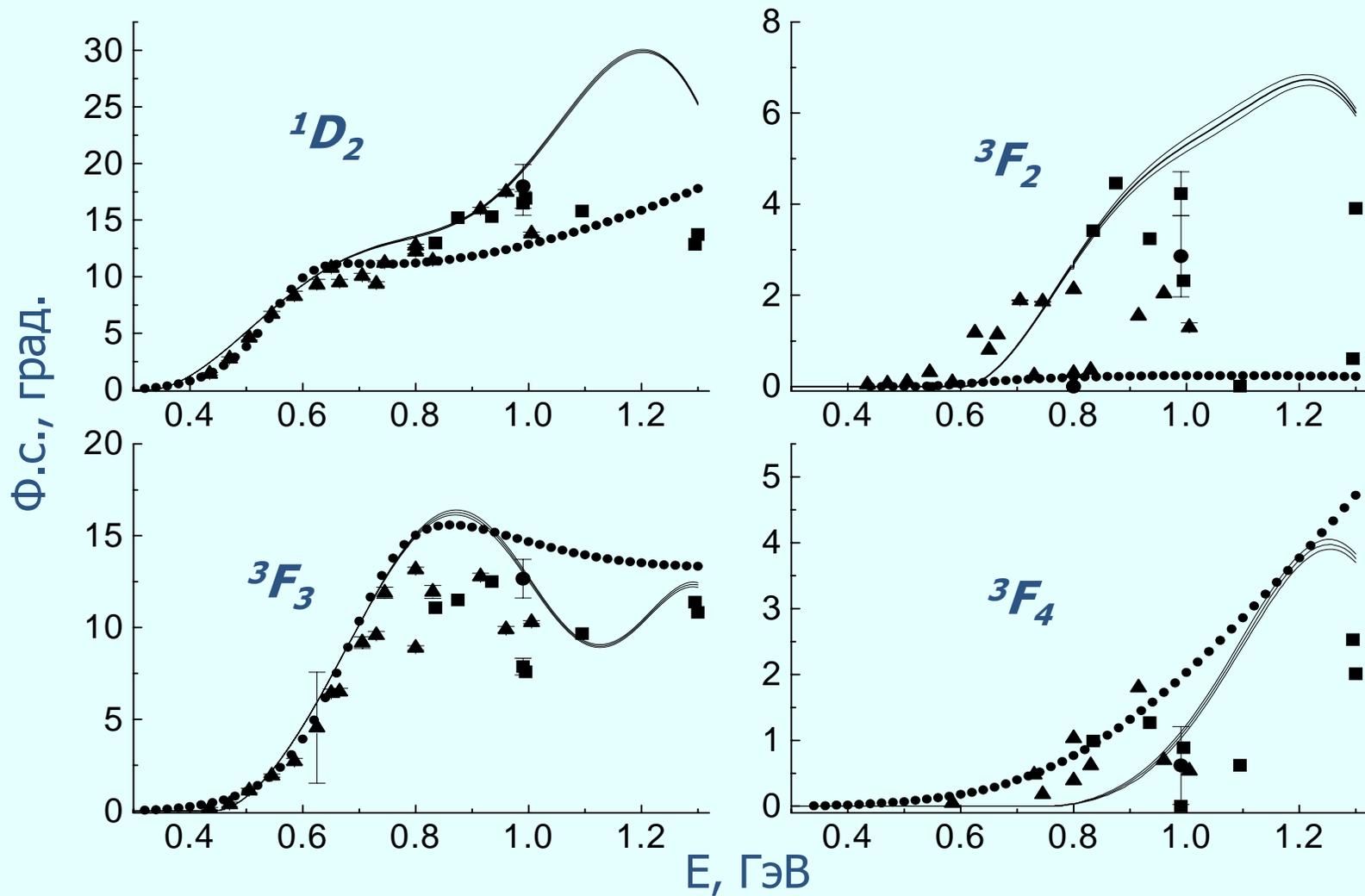


Зависимость χ^2 от выбранного порога неупругости. Ордината 3P_0 увеличена в 4 раза. Указаны выбранные пороги.

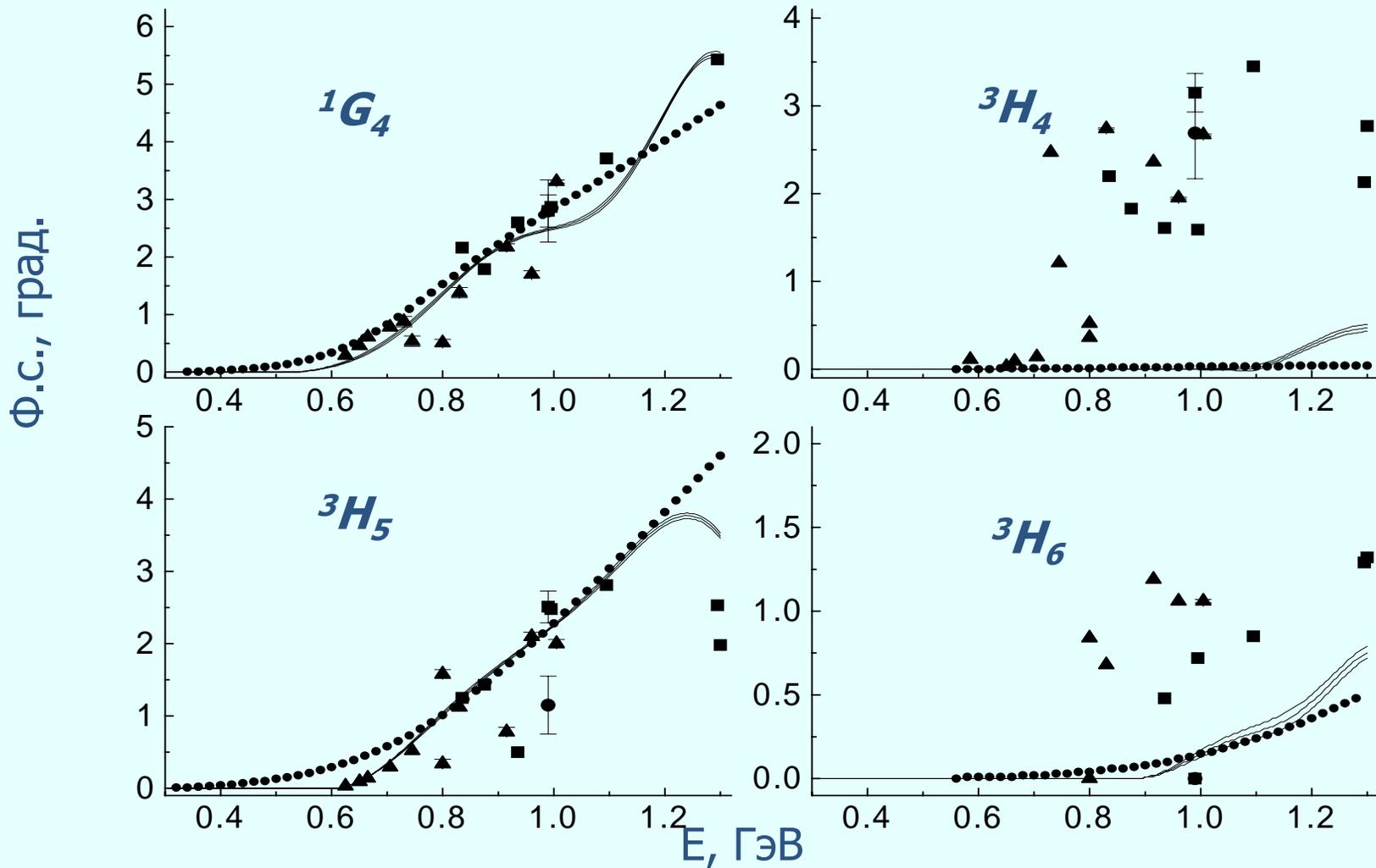
17. Мнимые части, состояния S - P



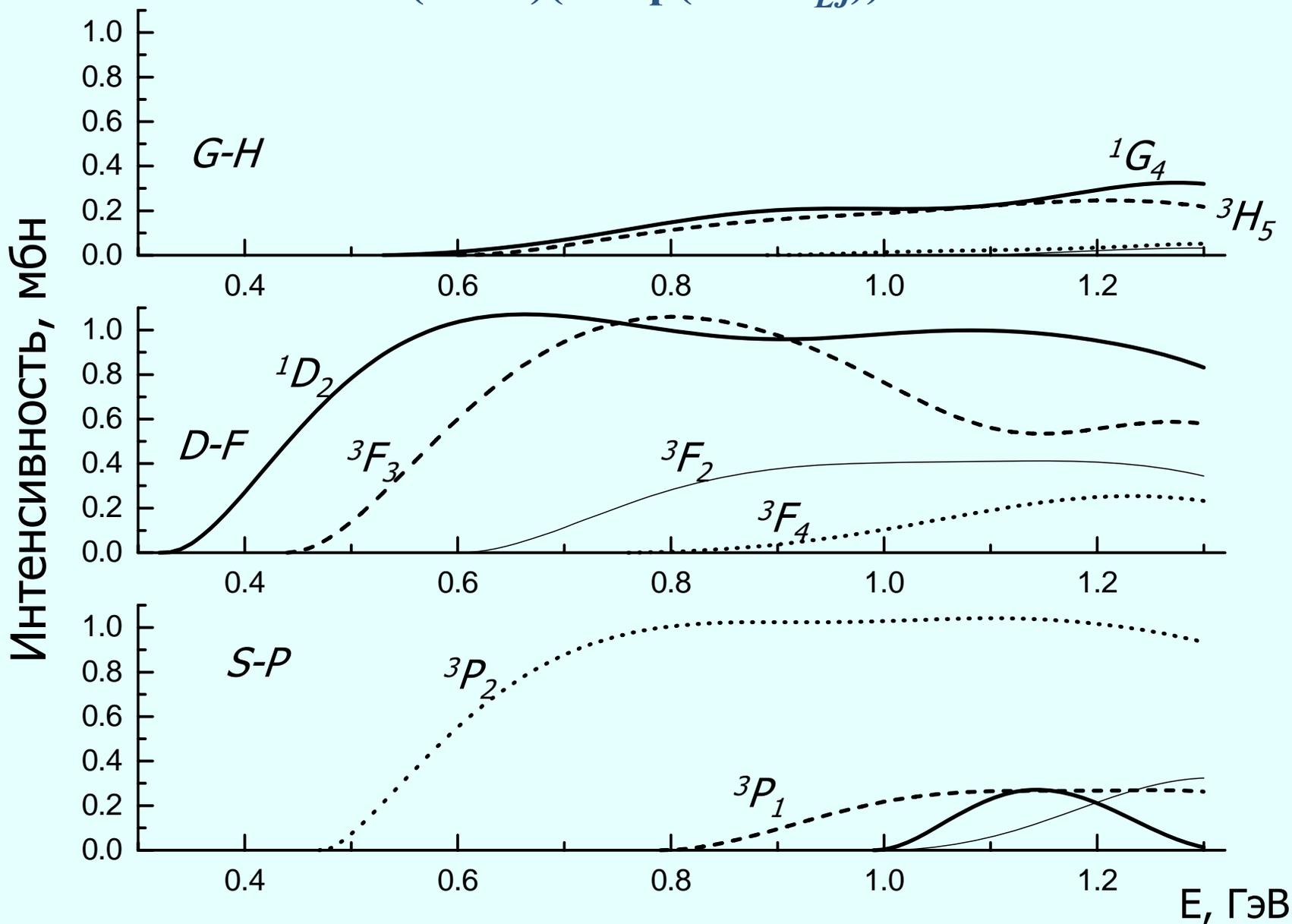
18. Мнимые части, состояния $D-F$



Мнимые части, состояния $G-H$



19. Парциальные интенсивности неупр. взаимодействия $(\pi/2k^2)(1-\exp(-4\text{Im}\delta_{LJ}))$



20.Комментарии .

Интенсивны 3 состояния 3P_2 , 1D_2 и 3F_3 .

Переход из состояния 1D_2 с образованием дейтрона $d\pi^+$, сечение которого дополнительно усилено за счет взаимодействия нуклонов в конечном состоянии: ${}^1D_2 \rightarrow ({}^3S_1-p)_2$ или $\rightarrow (p_{3/2}-S_{1/2})_2$, где обозначаются: $p_{3/2}$ – состояние πN -системы, $S_{1/2}$ – состояние 2-го нуклона в с.ц.м. Эксперимент дает рост сечения такого канала от низкого порога до максимума при 650 МэВ со значением сечения 3 мб с дальнейшим его быстрым падением. Поведение неупругости 1D_2 состояния можно считать проявлением этого канала, а представленную зависимость как сумму переходов $\sigma_{10}(d) + \sigma_{10} + \sigma_{11}$ (левый индекс указывает начальный изоспин NN -системы, правый – ее конечный изоспин).

Из других состояний такого характерного хода нет, возможно, не реализуются переходы в 3S_1 и относительное движение нуклонов сдвигает р. пик.

ФА как инструмент исследования неупругого взаимодействия.

! Решение вопроса либо в последовательной теории рождения π -мезонов, либо из эксперимента, в котором измерялись бы их спектры при разных углах.

21.Таблица. 1 ГэВ. Зависимость парциальных интенсивностей от орбитального момента (сечения в мб.)

	1S_0	3P_0	3P_1	3P_2	1D_2	3F_2	3F_3	3F_4
$\sigma_{in}(L)/(2J+1)$	0.004	0.0	0.217	1.029	0.982	0.404	0.762	0.104
$\sigma_{tot}(L)/(2J+1)$	2.603	2.798	3.279	1.568	1.568	0.477	1.134	0.172
$\sigma_{in} / \sigma_{tot}$	0.0	0.0	0.07	0.66	0.65	0.84	0.70	0.60
	1G_4	3H_4	3H_5	3H_6	1I_6	3J_6	3J_7	3J_8
$\sigma_{in}(L)/(2J+1)$	0.209	0.00	0.190	0.013	-	-	-	-
$\sigma_{tot}(L)/(2J+1)$	0.257	0.001	0.203	0.019	2.0*	0.4*	4.0*	0.5*
$\sigma_{in} / \sigma_{tot}$	0.88	-	0.94	0.69	-	-	*0.99	-

* В мкб.

(Арндт - 3J_7 0.80/0.81=99%)

22.Комментарии .

Такой рост относительного вклада неупругих каналов следует считать нефизическим, поскольку с увеличением прицельного параметра уменьшается переданный импульс, тогда как рождение π -мезона сопровождается большой передачей импульса.

Исходя из этих соображений, можно положить нулевыми мнимые части ф.с., реальные части которых в силу зависимости от орбитального момента уменьшились, например, до 3° на всем интервале энергий. Фиксация нулевыми значениями мнимых части ф.с. предпочтительна и с той точки зрения, что **при ограниченной точности фазового анализа поиск малых неупругостей становится неоправданным.**

Особенности парциальных вкладов

$$\lambda(L) = \sigma_{in}(L) / \sigma_{tot}(L) \leq 1$$

Для состояний с $J=0$ оно есть нуль, для интенсивных состояний - около 0.7, для состояний со слабым взаимодействием - приближается к 1.

Для синглетных состояний: $\lambda(L) \rightarrow 1$ (когда $Re\delta_L, Im\delta_L \ll 1$).

Вклад в полное упругое сечения с уменьшением $Re\delta_L$ уменьшается как $Re\delta_L^2$, в то время как вклад в неупругое сечение зависит линейно относительно $Im\delta_L$. Это приводит к тому, что при высоких состояниях с из-за малых $Re\delta_L$ парциальные взаимодействия становятся, в основном, неупругими, что следует признать противоречащими физическому смыслу.

Особенности неупругого взаимодействия

Особенность мнимых частей ф.с. по состояниям:

– неупругости по порогам и поведению индивидуальны (малое число состояний NN - и πN - систем),

– 1S_0 и 3P_0 малы, 3P_2 – большая.

– Вывод 1. Малость мнимых частей ф.с. их в триплетных смешанных состояниях $^3(L=J+1)_J$ либо по абсолютной величине, либо относительного состояния с тем же полным моментом J .

При энергии 1 ГэВ: $\delta(^3P_0)$ и $\delta(^3H_4)$ равны нулю, а $\delta(^3F_2)/\delta(^3P_2)=0.24\pm 0.01$ (ФА Арндта дает 0.015).

- Вывод 2. Малыми являются все смешанные триплетные состояния, кроме состояния 3P_2 и, может быть, 3F_2 .

И в том и другом случае ответ следует искать на основе адекватной теории рождения π -мезонов.

Синглетное и триплетное сечения

$$\langle \sigma_1 \sigma_2 \rangle$$

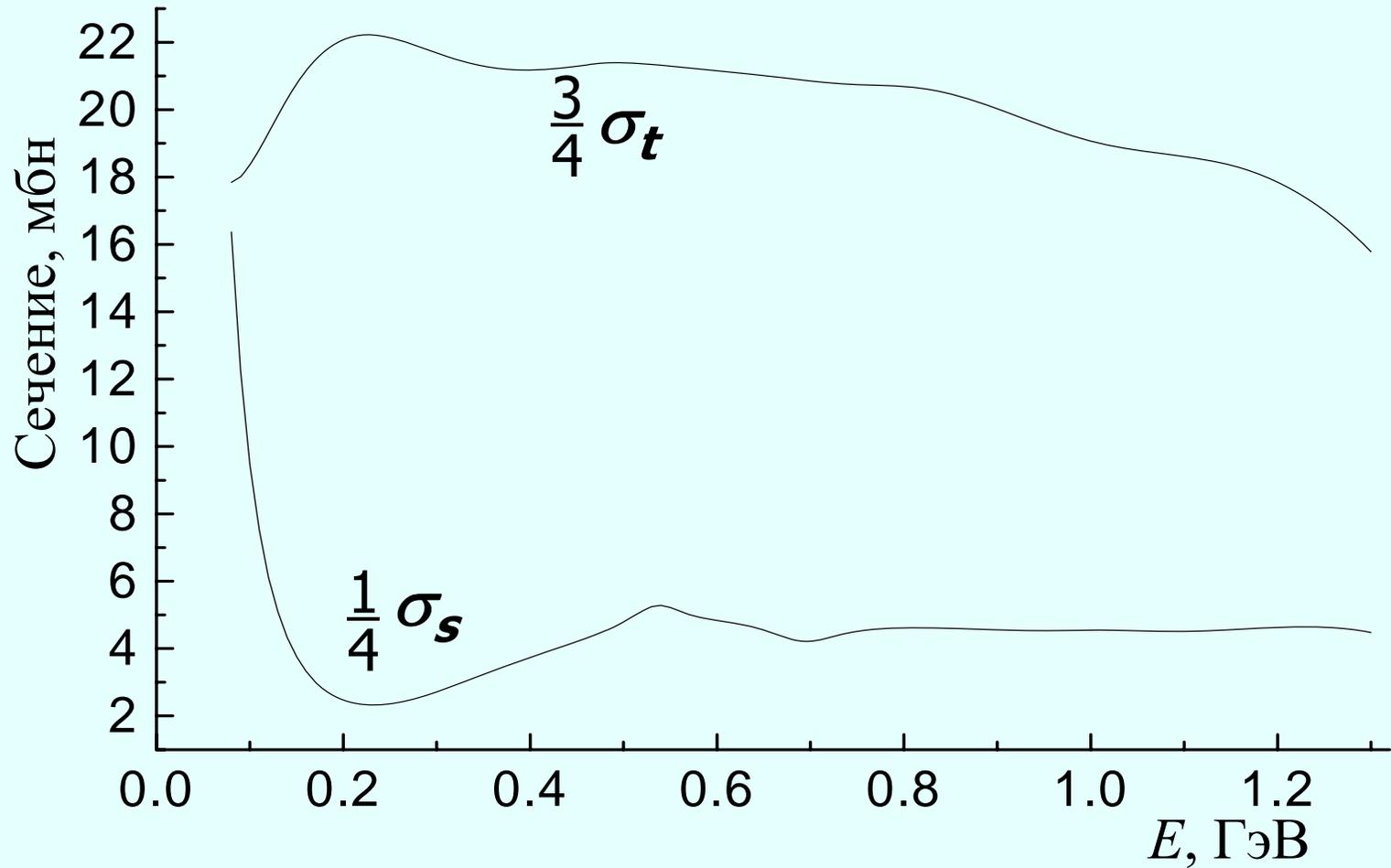
$$I_s(\theta) = I_0(\theta)(1 - (C_{nn}(\theta) + C_{ll}(\theta) + C_{mm}(\theta))),$$

$$I_t(\theta) = I_0(\theta)\left(1 + \frac{1}{3}(C_{nn}(\theta) + C_{ll}(\theta) + C_{mm}(\theta))\right).$$

$$\sigma_s(E) = \int I_s(E, \theta) d\Omega, \quad \sigma_t(E) = \int I_t(E, \theta) d\Omega.$$

$$\sigma_{el}(E) = \frac{1}{4}\sigma_s(E) + \frac{3}{4}\sigma_t(E).$$

Синглетное и триплетное сечения



23. Полные и интегральные сечения

$$\langle |a(E)|^2 \rangle = \int |a(E, \theta)|^2 d\Omega,$$

$$\langle |b(E)|^2 \rangle = \int |b(E, \theta)|^2 d\Omega,$$

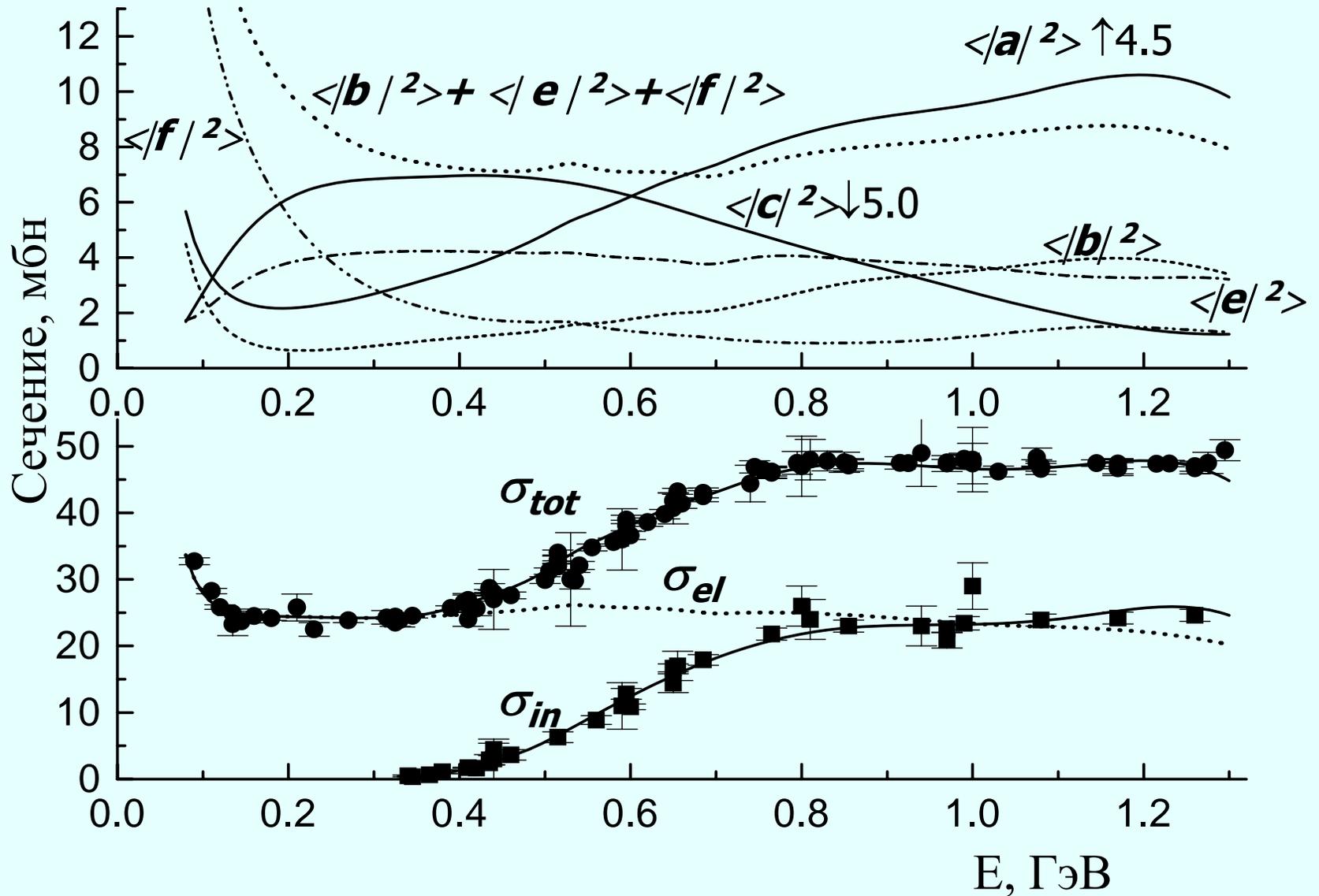
$$\langle |c(E)|^2 \rangle = \int |c(E, \theta)|^2 d\Omega,$$

$$\langle |e(E)|^2 \rangle = \int |e(E, \theta)|^2 d\Omega,$$

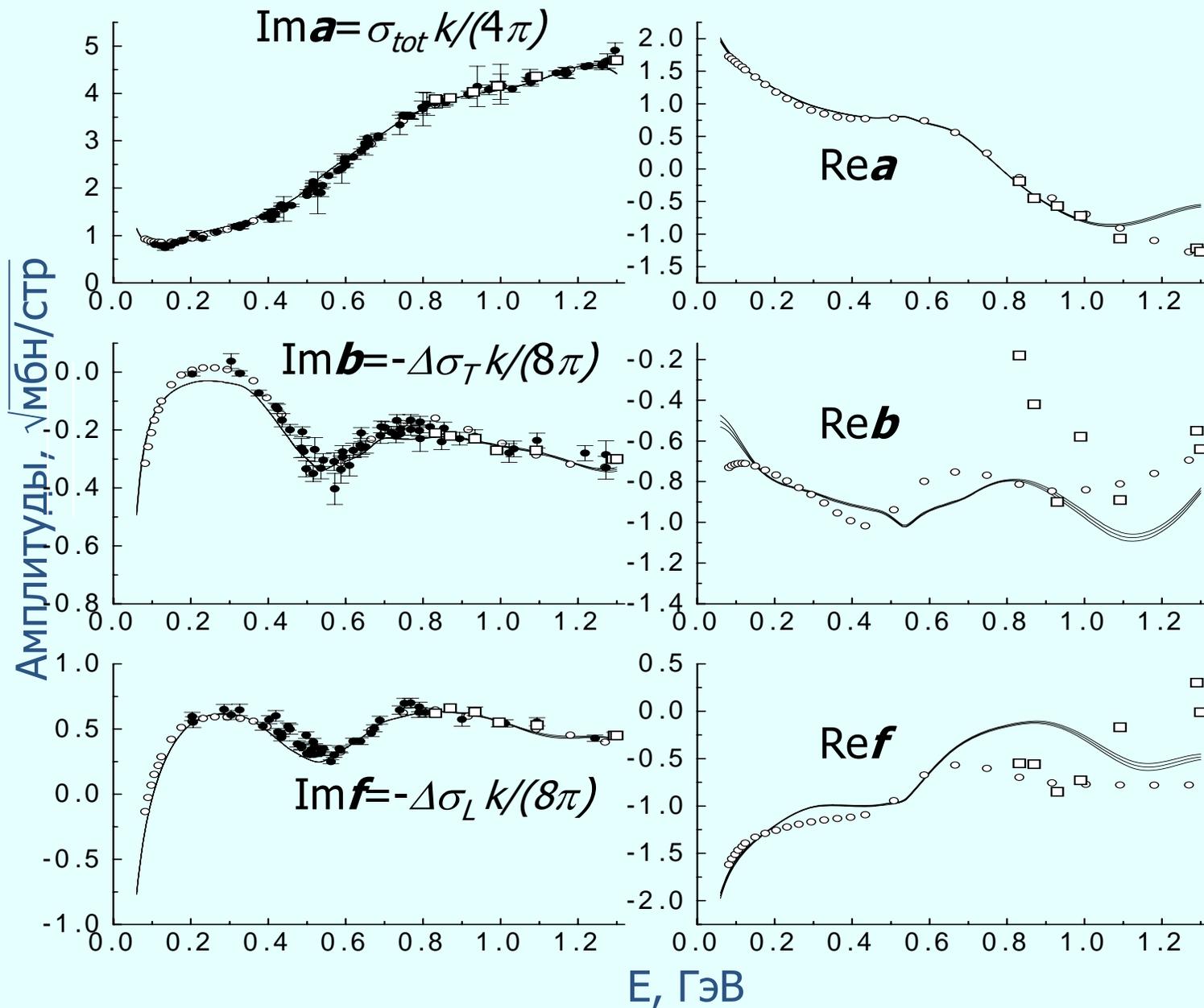
$$\langle |f(E)|^2 \rangle = \int |f(E, \theta)|^2 d\Omega.$$

$$\sigma_{el} = \langle a^2 \rangle + \langle b^2 \rangle + 2\langle c^2 \rangle + \langle e^2 \rangle + \langle f^2 \rangle$$

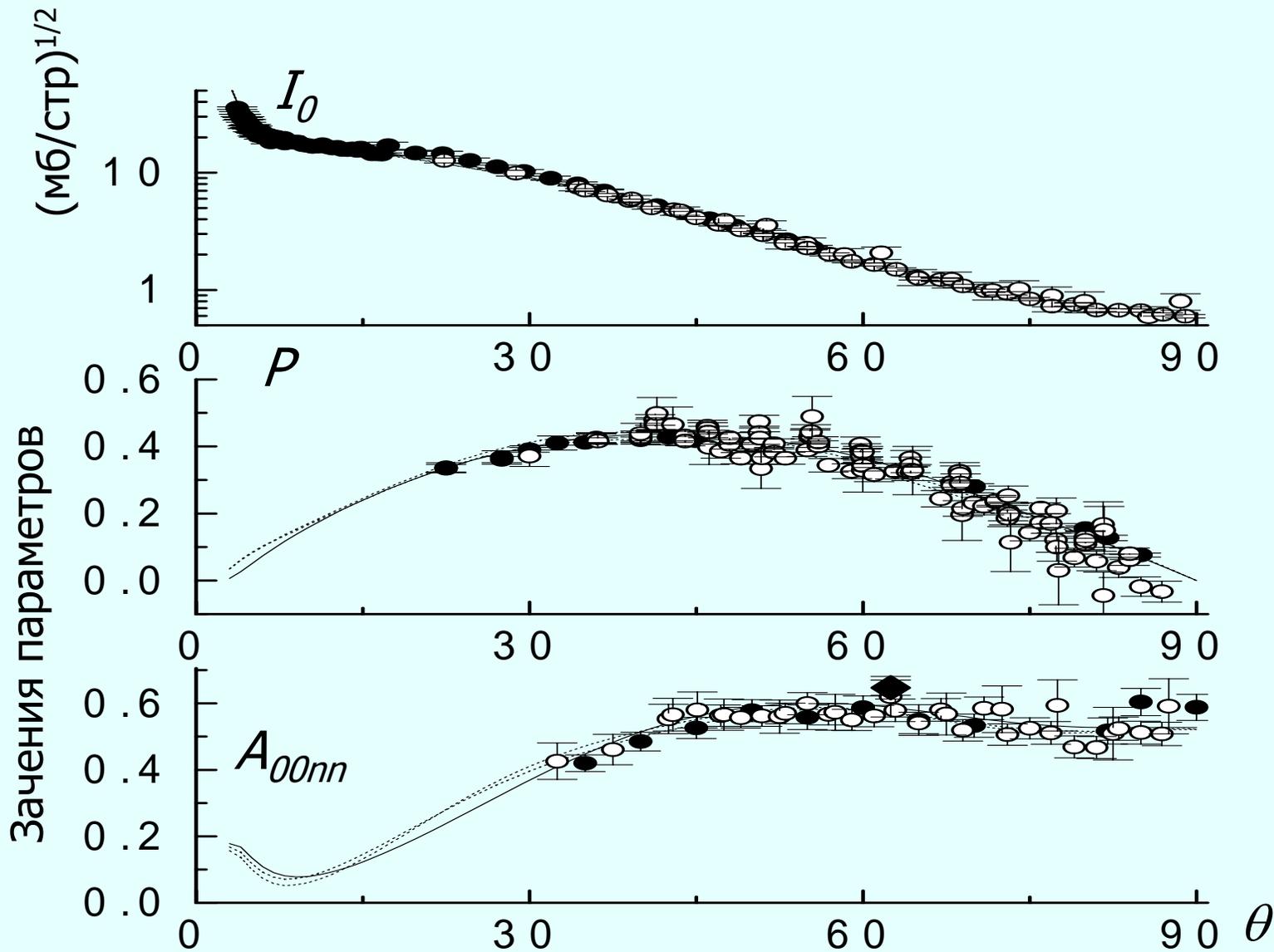
24. Полные и интегральные сечения



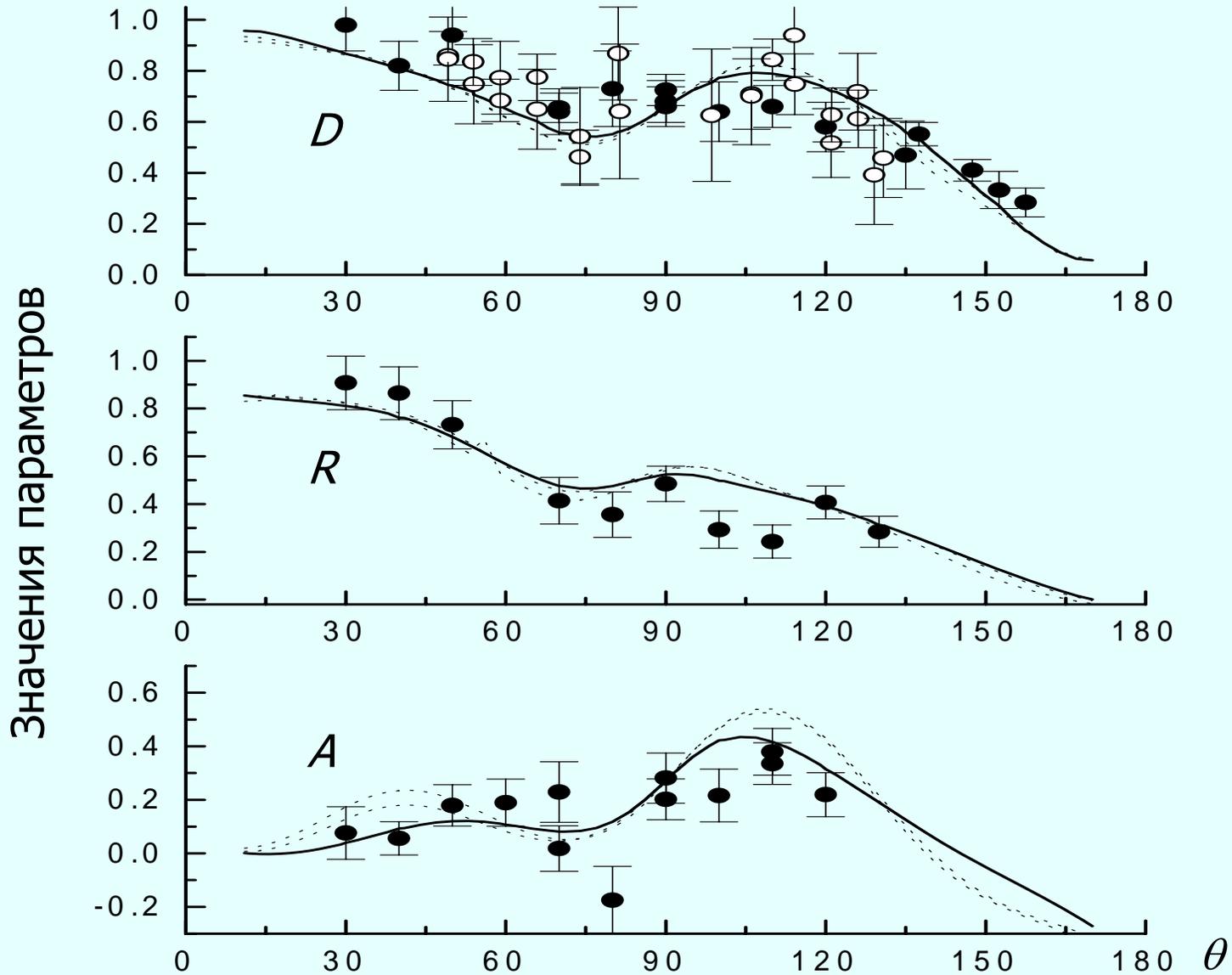
25. Амплитуды a , b , f под 0° (F_1, F_2, F_3)



26. 1 ГэВ. I_0 , P , A_{00nn} (C_{nn})



27.1 ГэВ. $D(K_{nn}), R, A$.



28. Выводы

1. Выполнен фазовый анализ данных по pp -взаимодействию в диапазоне $100 \div 1300$ МэВ с $L_{max} = 9$ с включением мнимых частей фазовых сдвигов для состояний $L = 0 \div 5$ и с включением шестого параметра S -матрицы для состояний $J = 2, 4$.
2. ФА отличается учетом полных и неупругих сечений и поиском порогов неупругостей.
3. Получены большие величины ϕ -фаз S -матрицы для состояний $J = 2, 4$.
4. Предсказания мнимых частей амплитуд под нулем близки к экспериментальным данным и к расчетами Грейна-Кролла. По реальным частям имеется расхождение до $0.5 \text{ (мб/стр)}^{1/2}$ и их можно принять как оценку несоответствия расчетов Грейна-Кролла экспериментальным данным.

Работа может быть опубликована.

Выводы

1. Выполнен фазовый анализ данных по pp -взаимодействию в диапазоне $80 \div 1300$ МэВ с $L_{max} = 9$ и $J_{max} = 10$, с включением мнимых частей фазовых сдвигов для состояний $L = 0 \div 5$ и с включением шестого параметра S -матрицы для состояний $J = 2, 4$.
2. Решение с $\langle \chi^2 \rangle = 1.155$, с одной стороны, по реальным частям фазовых сдвигов до энергии 1 ГэВ соответствует предыдущим фазовым анализам, с другой стороны, дает на краю энергетического диапазона высокие значения мнимой части $\text{Im}(\delta^3 P_2)$. Для ряда фазовых сдвигов их энергетический ход весьма немонотонный в отличие от плавных зависимости фазовых сдвигов Арндта и др.
3. Статистически оправданны с уменьшением $\langle \chi^2 \rangle$ на 1%: а) переход от анализа с $L_{max} = 7$ к $L_{max} = 9$, б) введение шестого параметра для $J = 2$ и 4. Введение $\text{Im}(\delta^1 S_0)$ или $\text{Im}(\delta^3 P_0)$ уменьшает $\langle \chi^2 \rangle$ на 0.4%.
4. По орбитальным моментам pp -взаимодействие локализовано до $L = 5$. При этом низшие состояния с $L = 0, 1$ близки по интенсивности, при более высоких орбитальных моментах интенсивны лишь синглетные и несмешанные триплетные состояния.

Выводы (продолжение)

5. По поведению интегральных амплитуд сделан вывод об увеличении центрального взаимодействия в 4.5 раза, уменьшении спин-орбитального в 5 раз и малом росте спин-спинового в диапазоне энергий $0.4 \div 1.3$ ГэВ.

6. Показано совпадение предсказаний анализа мнимых частей амплитуд под нулем с экспериментальными данными и с расчетами Грейна-Кролла.

По реальным частям имеется расхождение в $(0.2 \div 0.5)$ $(\text{мб/стр})^{1/2}$ и их можно принять как оценку несоответствия расчетов экспериментальным данным.

Доп

Другие параметризации S - матрицы

- $h_{LJ} \sim \cos 2\varepsilon_J \cos^2(\rho_{LJ}) \exp(2i\delta_{LJ}) - 1$
- $h_{LJ+} \sim (\eta_{LJ+}^2 - \eta_{LJ-} \eta_{LJ+} \rho_J^2)^{1/2} \exp(2i\delta_{LJ+}) - 1$

S Arndt *et al.*

$$S = (I + iK) / (I - iK)$$

$$SSS = jjjjSSS$$

База данных (исключения).

Не использовались данные: а) полученные до 1958 года или с использованием ядер в качестве протонной мишени, б) данные Murray [M-33], Dutton [D-30], Palevsky [P-32], имеют систематические ошибки, в) принадлежащих угловому диапазону вблизи и меньше области кулоновской интерференции (при энергии 0.1 ГэВ граничный угол равен 8.2° , при энергии 1 ГэВ – 3.3°), г) исключены из анализа данные, давшие большие значения $\langle \chi^2 \rangle$: $\Delta\sigma_T$ Biegert (B-248), дифференциальные сечения Fields (F-2) 437 МэВ, Амирханов (A-86) 632 МэВ.

Параметризация ф.с. (исходные предположения)

Парциальные волны: $L=0..L_{max}$, $L_{max}=9$, $J_{max}=10$.

Реальные части (LJ)

p – импульс в МэВ/с, β . $p_{max}=2200$ МэВ/. $z=\pi p/p_{max}$.

$$\delta(p) = \delta_0 + \delta_1 + \delta_2,$$

$$\delta_0 = \delta_{0LJ}(z),$$

$$\delta_1 = \sum_k \frac{\delta_{kLJ} \sin(kz)}{k}, \quad k=1..k_{max},$$

$$\delta_2 = a_{LJ} (1 - ((p - p_{0LJ})/d_{LJ})^2).$$

Мнимые части (LJ)

Q – импульс “ π -мезона” в с.ц.м., Q_{max} – максимальный импульс “ π -мезона” в с.ц.м. в реакции $pp \rightarrow d\pi$ для данного диапазона, β_π – скорость “ π -мезона”.

$$z_{im} = \pi Q/Q_{max}$$

$$\delta(Q) = \sum_k \frac{\delta_{kLJ} \sin(kz_{im})}{k}, \quad k=1..k_{max}.$$

Параметризация ф.с. (рабочий вариант)

Реальные части (LJ):

$$\delta = \beta^n (\delta_0 + f(p) \delta_1) + \delta_2, \quad f(p) = 1.$$

$$\delta_0 = \delta_{0LJ} \sin(0.5z),$$

$${}^1S_0: \delta_0 ({}^1S_0) = \delta_{0LJ} (1/p_0 - p_0), \quad p_0 = p/730 \quad (250 \text{ МэВ}),$$

$$f_p({}^1S_0) = 1 - p_0.$$

$${}^3P_0: f_p({}^3P_0) = 1 - p_0, \quad p_0 = p/640 \quad (198 \text{ МэВ}).$$

$$\delta_1 = \sum_k \delta_{kLJ} \sin kz, \quad k = 1..k_{max}, \quad k_{max} = 4..6.$$

$$\delta_2 = \beta a_{LJ} (1 - ((p - p_{0LJ})/d_{LJ})^2).$$

Мнимые части (LJ):

$$\delta = \beta_\pi \sum_k \delta_{kLJ} \sin kz_{im}, \quad k = 1..k_{max}, \quad k_{max} = 3..4(5).$$

Таблица. Параметры пиков.

№	Сост.	Амплитуда a_{LJ}	Положение $p\theta_{LJ}$ МэВ/с	Ширина d_{LJ} МэВ/с	Вклад в χ^2
1	1S_0	-6.7±0.4	1336 ±7	61±4	60
2	1D_2	2.4±0.1	1139 ±7	48 ±5	210
3	3F_3	9.0±0.2	1319 ±5	190±3	190
4	3H_5	18.3 ±0.1	1495 ±3	312 ±3	80
5	3J_7	-1.0 ±0.1	1137 ±11	54 ±7	70

Особенности острых пиков.

В диапазон (ширину) пика 1S_0 пришлось 2125 данных. Исключение пика из описания фазового сдвига изменяет вклад в χ^2 каждой точки. Например, он увеличится на 5 у 37 точек, но уменьшится у 5 точек. В состав 37 точек входят наблюдаемые 6-и типов разных авторов.

В диапазон пика 1D_2 приходилось 2386 данных. Исключение пика из описания фазового сдвига увеличивает χ^2 на 5 у 61 точки, но уменьшает - у 7 точек. В состав 61 точки входят наблюдаемые 5-и типов разных авторов.

В диапазон пика 3J_7 приходится 2546 данных. Исключение пика увеличивает χ^2 на 5 у 31 точки, но уменьшает - у одной точки. В состав 31 точки входят 28 значений дифференциального сечения под малыми углами Aebisher и др. и 3 точки параметра A . Хотя этот пик статистически обеспечен, его появление основано на единственной работе и поэтому признано мало достоверным .

1 ГэВ. Зависимость ф.с. от орбитального момента

Особенностью является уменьшение абсолютных величин ф.с. с увеличением орбитального момента быстрее, чем $1/J$, что можно рассматривать как проявление короткодействия ядерных сил. Если ф.с. с ростом J убывает быстрее, чем $1/J$, то вклад состояния уменьшается быстрее, чем $1/J$. Для энергии 1 ГэВ наш анализ дал: для синглетных состояний $\delta(^1G_4) \times 4 : \delta(^1I_6) \times 6 : \delta(^1K_8) \times 8$ величины $14^\circ : 11^\circ : 7^\circ$, соответственно, и для триплетных несмешанных состояний $\delta(^3H_5) \times 5 : \delta(^3J_7) \times 7 : \delta(^3L_9) \times 9$ - $10^\circ : 11^\circ : 7^\circ$, соответственно.

Кинематика неупругого взаимодействия

$$\sigma_{in}(L) = f_{\pi}(L) f_{\pi N}(L) f_{NN}(L),$$

Два нуклона в конечном состоянии сохраняют за собой 93% массы системы.

При $E=1$ ГэВ.

Из соотношения $rp = \hbar L$ следует шаг орбитальных колец $\Delta r = \hbar/p = 0.3$ ф.

Радиус области протонного заряда есть 0.8 ф.

Радиус виртуального π -мезонного облака протона $r_{\pi} = \hbar/(2m_{\pi}c) = 0.7$ ф.

В с.ц.м. Полная энергия двух протонов 2.323 ГэВ, их суммарная кинетическая энергия – 0.447 ГэВ, суммарная кинетическая энергия трех частиц с рождением π -мезона – 0.307 ГэВ, его максимальная энергия 0.268 ГэВ.

В системе пион-нуклон максимальная энергия π -мезона равна 0.240 ГэВ. (L)

$$) f_{\pi}(L) f_{\pi N}(\sigma_{in}(L) = f_{\pi}(L) f_{\pi N}($$

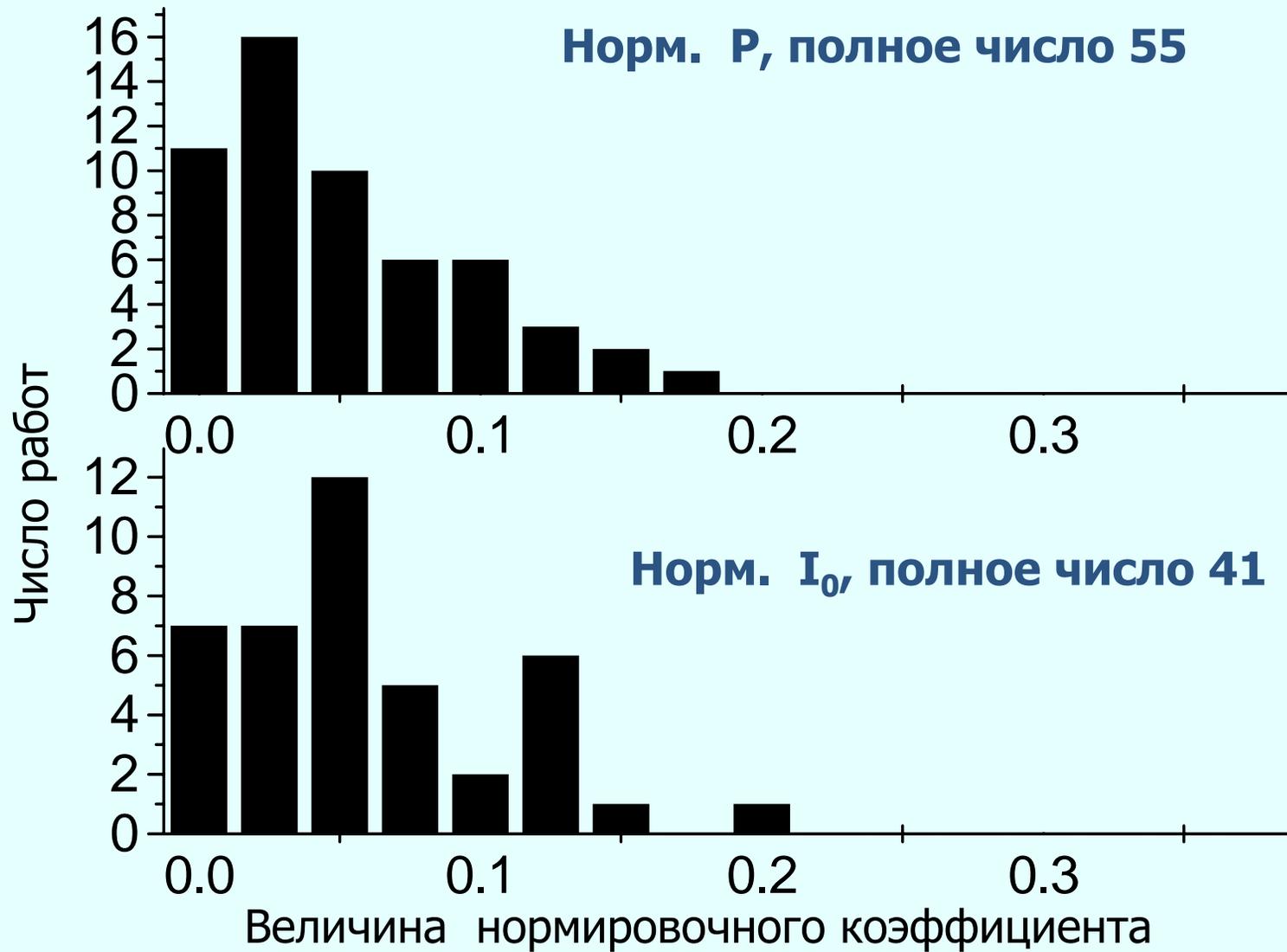
Дополнение

Дополнительно выполнены анализы: а) без нормировки дифференциальных сечений и поляризации и б) анализ с $L_{max}=7$, $J_{max}=8$.

В анализе без нормировки $\langle \chi^2 \rangle$ значительно возросло, заметно изменились параметры и предсказания. Но эти изменения оставляют в силе выводы, сделанные из основного анализа.

В анализе с $L_{max}=7$ достигнуто значение $\langle \chi^2 \rangle = 1.094$. По параметрам и по предсказаниям вариант близок к основному.

Гистограммы распределения норм



Уровень значимости (*significance level*) - *SL*

