

7  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

Г. В. Аникин, Л. М. Барков, Г. А. Блинов,  
И. Б. Вассерман, П. М. Иванов, Г. Я. Кезерашвили,  
И. А. Кооп, А. П. Лысенко, В. С. Охапкин,  
А. А. Полуниин, Н. М. Рыскулов, А. Н. Скринский,  
В. П. Смахтин, Е. П. Солодов, Б. И. Хазин,  
Ю. М. Шатунов, А. И. Шехтман.

ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМФАКТОРА ПИОНА  
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  $2 \times 180 \div 2 \times 320$  МэВ

ПРЕПРИНТ 83-12





На ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора измерен квадрат формфактора пиона в диапазоне энергий  $2 \times 180 \div 2 \times 320$  МэВ. На основании совокупности данных о поведении формфактора пиона, полученных на встречных электрон-позитронных пучках, найдено среднее значение квадрата радиуса пиона  $\langle r_\pi^2 \rangle = 0,416 \pm 0,014 \text{ фм}^2$  и определена величина вклада сильных взаимодействий в аномальный магнитный момент мюона. В результате уточненное теоретическое предсказание аномального магнитного момента мюона оказывается равным  $a_{\mu, \text{theor}} = (1\,165\,922,3 \pm 2,3) \cdot 10^{-9}$

## ВВЕДЕНИЕ

Зависимость электромагнитного формфактора пиона от энергии во времениподобной области квадрата переданного четырехимпульса  $S$  изучалась в ряде экспериментов на установках со встречными электрон-позитронными пучками в ОРСЭ [1-3], Фраскати [4,5] и Новосибирске [6-10].

Высокая светимость ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М [11] позволяет существенно улучшить имеющуюся к настоящему времени точность измерения формфактора пиона в области  $\sqrt{S}$  близкой к порогу рождения пары заряженных пионов.

Такие измерения необходимы для построения надежной теоретической модели, единым образом описывающей поведение формфактора  $|F_\pi(S)|$  в области отрицательных и положительных переданных четырехимпульсов. Экстраполяция формфактора, найденного в такой модели, в точку  $S=0$  позволила бы надежно определить величину среднеквадратичного радиуса пиона  $\langle r_\pi^2 \rangle$ .

Кроме того, эти измерения позволяют уточнить вклад сильных взаимодействий  $a_n$  в аномальный магнитный момент мюона  $a_\mu$ . Ошибка в величине  $a_n$  связана в настоящее время в основном с областью малых  $S$  и определяет точность проверки теории электрослабого взаимодействия в экспериментах по измерению аномального магнитного момента мюона [12].

В данной работе описан эксперимент по измерению формфактора пиона на установке ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора (КМД) [13] в диапазоне энергий пучков  $360 \leq 2E = \sqrt{S} \leq 640$  МэВ.



## КРИОГЕННЫЙ МАГНИТНЫЙ ДЕТЕКТОР

Общий вид криогенного магнитного детектора представлен на рис.1. Треки заряженных частиц в КМД регистрируются цилиндрической оптической искровой камерой [1], окружающей место встречи пучков. Камера помещена в магнитное поле сверхпроводящего соленоида [2], параллельное ее оси. Максимальное рабочее поле в центре камеры 32 кГс. Пространственное разрешение камеры в плоскости, перпендикулярной оси пучков в накопителе, составляет 60 мкм. Координаты трека по глубине искровой камеры (z-координата) измеряются с точностью около 1.5 мм с помощью оптических призм, размещенных на переднем стекле камеры, через которое производится фотографирование. Смещение изображения искры в призме пропорционально z-координате искры.

Система запуска искровой камеры, использовавшаяся в эксперименте, состояла из двух цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер (МПК) (3, 4), охватывающих телесный угол  $0.6 \times 4\pi$  стерадиан и блока логики запуска. Проволочки каждой МПК разбиты на 16 секторов. Блок логики запуска отбирал такие совпадения секторов внутренней и внешней МПК, которые соответствовали вылету двух заряженных частиц из места встречи пучков с радиусом кривизны траекторий не менее 15 см.

Включение в антисовпадения сцинтилляционных счетчиков [5], расположенных за ярмом магнита [6], в два раза уменьшает частоту запусков от космических частиц. Средняя частота запусков в эксперименте составила 0.2 Гц, из них 0.06 Гц—запуски от космических частиц.

## ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Описываемый эксперимент по измерению формфактора пиона был проведен в два сеанса. Первый в декабре 1979 г.—январе 1980 г. в диапазоне энергий 2E от 360 МэВ до 470 МэВ и второй в ноябре 1980 года в диапазоне от 470 МэВ до 640 МэВ. В таблице 1 для каждой фиксированной энергетической точки 2E приведены магнитное поле в центре детектора H, полное время набора статистики t, набранный интеграл светимости L и число отснятых на фотопленку кадров. Для того, чтобы эффективность системы запуска не изменялась, уменьшение энергии пучков сопровождалось уменьшением магнитного поля. Точность определения импульса частиц  $\sigma_p$  по кривизне трека в искровой камере при этом не ухудшалась, поскольку  $\sigma_p/p \sim p/h$ .

Время набора статистики составило 27 суток. При обработке эксперимента интеграл светимости в каждой энергетической точке определялся по числу зарегистрированных событий упругого электрон-позитронного рассеяния на большие углы. Полный интеграл светимости, набранный в эксперименте, составил  $30 \text{ нб}^{-1}$ . Полное число отснятых фотографий 470 000. Обмер снимков, содержащих треки заряженных частиц производился на специально разработанном для КМД сканирующем автомате [13], с последующей записью координат треков на магнитную ленту. Информация с магнитных лент использовалась для восстановления траекторий заряженных частиц.

## ОТБОР КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ И ОТДЕЛЕНИЕ ФОНА КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Для дальнейшей обработки отбирались коллинеарные события и проводилось их отделение от фона космических частиц. Событие считалось коллинеарным, если углы расколлинеарности треков в плоскости, поперечной оси пучков  $\Delta\phi$  и в плоскости, содержащей ось пучков  $\Delta\theta$  удовлетворяли условиям  $|\Delta\phi| < 6^\circ$ ,  $|\Delta\theta| < 10^\circ$ . На рис. 2 приведены типичные распределения событий по параметрам  $\Delta\phi$  и  $\Delta\theta$ . Как видно из рисунка, ограничения, поставленные на  $\Delta\theta$  соответствуют утроенной дисперсии распределения событий по  $\Delta\theta$ , а границы на  $\Delta\phi$  существенно шире.

Расчет [14] показывает, что за поставленные таким образом границы за счет многократного рассеяния в системах вакуумной камеры (0.009 р.д.) выпадает меньше 0.5% пионных событий даже при энергии пучков  $2 \times 180 \text{ МэВ}$ .

Высокие координатное и угловое разрешения КМД позволяют с хорошей точностью определить минимальное расстояние  $\Delta r$  от трека частицы до оси пучков. Положение пучков определялось по коллинеарным событиям с импульсом, соответствующим импульсу электронов в каждой фиксированной энергетической точке. Типичное распределение коллинеарных событий по параметру  $\Delta r$  представлено на рис.3. Ограничение на  $\Delta r$ , которому должны удовлетворять пучковые события, было выбрано равным 1.5 мм с учетом размеров пучков в месте встречи [11], координатного разрешения камеры и многократного рассеяния пионов в стенках вакуумной камеры



Число пионных событий на порядок меньше числа всех коллинеарных событий. Для улучшения выделения пионов были поставлены границы по  $z$ -координате точки пересечения восстановленной траектории частицы с внешней МПК  $-9 \text{ см} < z < 9 \text{ см}$  при длине проволочки в МПК 23.5 см. Распределение событий по этому параметру представлено на рис.4. Благодаря существенному различию в угловых распределениях пионов и электронов указанное ограничение уменьшает число электронов в 1.5 раза, а число пионов лишь на 10%.

Излучение гамма-кванта конечным электроном или позитроном, оставляя событие коллинеарным, приводит к уменьшению среднего импульса пары. Такие события могут имитировать пионы. Для улучшения разделения были выбраны границы на параметр  $|(p_- - p_+) / (p_- + p_+)| < 0.15$ , что, как видно из рис.5, соответствует утренней дисперсии распределения коллинеарных событий по этому параметру.

### РАЗДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ

Основной характеристикой, используемой для разделения отобранных коллинеарных событий, на события типа  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$  может служить либо средний импульс пары частиц в событии, либо, как это было сделано в описываемом эксперименте, квадрат массы частицы. Последний параметр можно найти с учетом всегда имеющегося в конечном состоянии  $\gamma$ -кванта и, тем самым, исключить на этом этапе радиационные процессы [15], которые искажают распределения событий по среднему импульсу. Из законов сохранения энергии и импульса для события с двумя частицами с равной массой  $m$  и гамма-квантом в конечном состоянии:

$$\vec{\omega} + \vec{p}_+ + \vec{p}_- = 0, \quad \omega + \sqrt{p_+^2 - m^2} + \sqrt{p_-^2 - m^2} = 2E$$

следует

$$m^2 = \frac{(2E - \omega)^4 + (p_+^2 - p_-^2)^2}{4(2E - \omega)^2} - \frac{p_+^2 + p_-^2}{2}, \quad \omega = \sqrt{p_+^2 + p_-^2 + 2p_+ p_- \cos \Psi}$$

где  $\vec{p}_+$ ,  $\vec{p}_-$ ,  $\Psi$  — импульсы заряженных частиц и пространственный угол между ними,  $\vec{\omega}$  — импульс  $\gamma$ -кванта,  $2E$  — энергия пучков в накопителе. Распределения событий по параметру  $m^2$  для всех энерге-

тических точек приведены на рисунках 6 а) — л). Как видно из рисунков, до энергии  $2E = 540 \text{ МэВ}$  пики, соответствующие отдельным типам частиц разделяются очень хорошо, а при более высоких энергиях частично перекрываются из-за ухудшения импульсного разрешения КМД с ростом импульса частиц. Асимметрия распределений событий по квадрату масс и их сдвиг в меньшую сторону относительно истинного значения квадрата массы частицы, хорошо видные на электронных пиках, связаны с тем, что любой излом между треками, возникающий из-за конечного углового разрешения детектора (см. рис.2 а), приписывается излучению гамма-кванта и, тем самым, приводит только к уменьшению квадрата массы частицы.

Для описания формы пика, соответствующего отдельному типу частиц, существенным является тот факт, что значительная часть событий имеет малое количество точек на смещенных в оптических призмах изображениях. Вследствии этого, экспериментальные распределения по углу расколлинеарности  $\Delta\theta$  описываются двумя положенными друг на друга гауссовыми кривыми с угловыми разрешениями  $\sigma_{\theta_1}$  и  $\sigma_{\theta_2}$ , как указано на рис.2 а. С учетом указанных обстоятельств, форму распределения событий, соответствующих определенному сорту частиц, можно аппроксимировать суммой двух асимметричных гауссовых функций вида:

$$f(U) = \alpha \exp(-U_1^2/2 - A_1 U_1^3 + B_1 U_1^4) + (1 - \alpha) \exp(-U_2^2/2 - A_2 U_2^3 + B_2 U_2^4) \quad (1)$$

где  $U_{1,2} = (x - x_{01,2}) / \sigma_{1,2}$ ,  $x = m^2$ , параметры  $A_{1,2}$ ,  $B_{1,2}$ ,  $x_{01,2}$  и  $\sigma_{1,2}$  являются функциями от величины дисперсии стрелки прогиба трека  $\sigma_h$  и углового разрешения  $\sigma_{\theta_{1,2}}$ ,  $\alpha$  — коэффициент, равный нормированной площади гауссовой кривой с  $\sigma_{\theta_1}$  в экспериментальном распределении событий по  $\Delta\theta$ .

Разделение событий по типам частиц проводилось методом функции максимального правдоподобия, которая строилась в виде:

$$-\ln L = -N_i \sum_i \ln(N_{\pi} f_{\pi}(U_i) + N_{\mu} f_{\mu}(U_i) + N_e f_e(U_i) + N_{\phi} f_{\phi}(U_i)) + N_{tot} \ln N_{tot}$$

где  $f_{\pi}$ ,  $f_{\mu}$ ,  $f_e$  — функции типа (1), описывающие распределения пионов, мюонов и электронов,  $f_{\phi}$  — функция, описывающая распределение фоновых событий,  $N_i$  — число событий в  $i$ -ом канале гистрограммы распределения событий по квадрату масс,  $N_{tot}$  — полное число событий в гистрограмме,  $N_{\pi}$ ,  $N_{\mu}$ ,  $N_e$ ,  $N_{\phi}$  — числа пионных, мюонных, электронных и фоновых событий в гистрограмме. Для определения формфактора



пиона необходимо знать отношение числа пионных событий к суммарному числу электронов и мюонов, а не числа этих частиц в отдельности, поэтому функция максимального правдоподобия переписывалась через отношения  $N_\pi / (N_e + N_\mu)$  и  $N_\mu / N_e$ . Последний параметр, величина которого предсказывается с помощью квантовой электродинамики, может служить контролем правильности полученных результатов.

Зависимость параметров  $\chi_0$ ,  $\sigma$ ,  $A$ ,  $B$  функции (1) от  $\sigma_h$ , определялась путем подгонки функции (1) к распределениям по квадрату массы электронов, пионов и мюонов, полученных методом Монте-Карло. Моделирование производилось в каждой энергетической точке с учетом углового распределения разыгрываемых частиц величин  $\sigma_{e_1}$  и  $\sigma_{e_2}$ , определенных из экспериментальных данных и энергетических потерь электронов на тормозное излучение в стенках вакуумной камеры. Распределение фона космических частиц по квадрату масс также получалось методом Монте-Карло с учетом их импульсного распределения [16] и разрешения детектора. Наигранные распределения хорошо согласуются с распределениями по квадрату массы событий с  $\Delta r > 1,5$  мм, которые в основном соответствуют космическим частицам.

Для учета возможных систематических ошибок процедуры разделения событий, в качестве свободных параметров вводились дополнительно сдвиг распределения электронов относительно разыгранных  $D_e$ , сдвиг распределения мюонов  $D_\mu$  и общий сдвиг энергии эксперимента  $D_0$ . Эти параметры учитывали ионизационные потери электронов, мюонов и пионов, неточность калибровки энергии пучков в накопителе и систематические ошибки в определении импульсов заряженных частиц в КМД.

Функция максимального правдоподобия оптимизировалась по параметрам  $N_\pi / (N_e + N_\mu)$ ,  $N_\mu / N_e$ ,  $N_\phi$ ,  $\sigma_h$ ,  $D_e$ ,  $D_\mu$ ,  $D_0$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Квадрат формфактора пиона находился по формуле:

$$|F_\pi^2| = \frac{N_\pi}{N_e + N_\mu} \frac{\sigma_e(1 + \delta_e)(1 + \delta_\lambda) + \sigma_\mu(1 + \delta_\mu)}{\sigma_\pi(1 + \delta_\pi)(1 + \delta_\rho)(1 + \delta_\delta)(1 + \delta_u)}$$

Здесь  $\sigma_e$ ,  $\sigma_\mu$ ,  $\sigma_\pi$ —сечения регистрации реакций  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  рассчитанные в первом борновском приближении квантовой электродинамики.  $\delta_e$ ,  $\delta_\mu$ ,  $\delta_\pi$ —радиационные поправки к этим сечениям с учетом ограничений, наложенных при отбо-

ре событий. Радиационные поправки вычислялись с точностью до членов порядка  $\alpha^3$  согласно работе [17]. Поправка  $\delta_\lambda$  на ядерное поглощение пионов в веществе детектора (главным образом в электроде внешней МПК, сделанном из меди толщиной 3,5 мм) учитывалась согласно результатам работ [17—19].  $\delta_\rho$ —поправка, учитывающая распады заряженных пионов в рабочем объеме искровой камеры. Поправка  $\delta_\delta$  учитывает возможность запуска электроном или позитроном антисовпадательных сцинтилляционных счетчиков после прохождения 15 р.д. вещества сверхпроводящего магнита и ярма детектора.

При наборе статистики в энергетических точках  $2E = 360$  МэВ и  $380$  МэВ, в связи с неполадками работы тракта подачи высоковольтного импульса на искровую камеру, часть искр на треке пропадала, причем вероятность пропадания зависела от угла вылета частицы относительно оси пучков в накопителе. Это обстоятельство учитывалось с помощью поправки  $\delta_u$ .

Значения поправок во всех энергетических точках приведены в таблице 2.

В таблице 3 приведены для каждой энергетической точки получаемые в результате оптимизации функции максимального правдоподобия величины дисперсии стрелки прогиба треков  $\sigma_{\chi}$  числа электронов  $N_e$ , мюонов  $N_\mu$ , пионов  $N_\pi$ , фоновых событий  $N_{фон}$  величины параметров  $N_\mu / N_e$  и  $N_\pi / (N_\mu + N_e)$ , а также квадрата формфактора пиона. В энергетической точке  $2E = 640$  МэВ координатное разрешение искровой камеры ухудшилось из-за пробоя высоковольтного ввода. Вследствие этого, мюонный пик оказался неразличимым (см.рис.6 1) и параметр  $N_\mu / N_e$  в этой точке не оптимизировался, а был взят равным теоретическому значению. Оправданность такой подстановки видна из рис.7, где представлено отношение величины  $(N_\mu / N_e)_{эксп}$  к величине  $(N_\mu / N_e)_{теор}$  для остальных энергетических точек. Величина  $\chi^2$  для этого отношения оказалась равной 13 при 8 степенях свободы, что соответствует уровню достоверности 20%.

Систематическая ошибка в величине квадрата формфактора пиона складывается из 30% неточности знания ядерной поправки  $\delta_\lambda$ , 25% неточности распадной  $\delta_\rho$  и антисовпадательной  $\delta_\delta$  поправок, 20% неточности в поправке на пропадание искр  $\delta_u$ . Систематическая ошибка, возникающая от неопределенности в величине телесного угла, составила 0,7%. Полная систематическая ошибка в величине квадрата формфактора не превышает 3% во всех энергетических точках.



Экспериментальные данные по зависимости квадрата формфактора пиона от  $2E$  вблизи порога рождения, включая результаты данного эксперимента, приведены на рис.8. Кривой 1 на рисунке показаны предсказания модели Гунариса-Сакураи [21]. Кривая 2 приведена согласно предсказаниям модели, описанной в работе [22]. В этой работе найдено аналитическое выражение для формфактора пиона, в котором зависимость ширины резонанса от энергии представлена в виде:

$$\Gamma_e(S) = \Gamma_e \frac{K^3}{K_0^2} \frac{m_e}{\sqrt{S}} \frac{R^2 K_0^2 + 1}{R^2 K^2 + 1}$$

где  $K$ —импульс пиона. Множитель  $(R^2 K^2 + 1)^{-1}$  учитывает влияние центробежного барьера, связанного со спином векторных мезонов, на вероятность их распада. Проницаемость барьера характеризуется параметром  $R^2$ . Обе кривых построены со среднемировыми параметрами  $\rho$  и  $\omega$  мезонов, а параметры  $\rho$ - $\omega$  интерференции определены на основании наиболее подробных данных из работы [10]. Величина параметра  $R^2$ , найденная при подгонке модели из работы [20] оказалась равной  $R^2 = 4,1_{-2,0}^{+1,7}$ . Совокупность экспериментальных данных в припороговой области энергий хорошо согласуется с этой моделью—уровень достоверности составляет 80% ( $\chi^2 = 14.1/17$ ). Следует отметить, что модель, описанная в работе [22], при  $R^2 = 0$  переходит в модель Гунариса-Сакураи. Критерий  $\chi^2$  при этом значении  $R^2$  возрастает до величины  $\chi^2 = 23.1$  при 18 степенях свободы, что соответствует уровню достоверности 20%.

Как видно из рисунка, квадрат формфактора пиона не имеет резонансных особенностей в припороговой области энергий.

С учетом этого обстоятельства, вся совокупность экспериментальных данных по величине квадрата формфактора пиона в области  $S > 4m_\pi^2$  взятая из работ [1-10] и данной работы, описывалась с помощью моделей, учитывающих наличие резонансов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\rho'(1600)$ , а также возможного резонанса  $\rho'(1250)$ . При определении параметров моделей учитывались как статистические так и систематические ошибки экспериментальных данных.

Квадрат радиуса пиона определялся дифференцированием экстраполированных в точку  $S=0$  модельных кривых, описывающих поведение формфактора при  $S > 4m_\pi^2$ . В результате было получено следующее значение квадрата радиуса:

$$\langle r_\pi^2 \rangle = (0.416 \pm 0.004 \pm 0.010_{\text{(модельн)}}) \text{ фм}^2.$$

Первая ошибка соответствует статистическим и систематическим ошибкам в величине квадрата формфактора. Как выяснилось в результате оптимизации описанных выше моделей, наибольшее изменение величины  $\langle r_\pi^2 \rangle$  возникает при переходе от модели работы [22] с  $R^2 = 4.1$  к модели Гунариса-Сакураи. Модельная ошибка была принята равной этому изменению.

Как уже отмечалось во введении, информация о поведении сечения аннигиляции электронов и позитронов в пару заряженных пионов, полученная в этом эксперименте, может быть использована для уточнения величины вклада сильных взаимодействий  $a_s$  в аномальный магнитный момент мюона  $a_\mu$ . Согласно работе [23] этот вклад вычисляется по следующей формуле:

$$a_\mu = \left( \frac{\alpha m_\mu}{3\pi} \right)^2 \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{R(S)K(S)}{S^2} dS$$

где  $R(S) = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$ ,  $K(S)$ —монотонная функция, возрастающая от 0.63 при  $S = 4m_\pi^2$  до 1 при  $S \rightarrow \infty$ ,  $\alpha$ —постоянная тонкой структуры. Как видно из приведенного выражения, основной вклад в интеграл дает область малых  $S$ , чем и объясняется необходимость подробных и точных измерений вблизи порога рождения пары пионов для уточнения величины  $a_\mu$ .

На основании полученных параметров моделей, описывающих экспериментальные данные в области  $4m_\pi^2 < S < 1 \text{ ГэВ}^2$  был найден вклад сильных взаимодействий в величину аномального магнитного момента мюона от двухпионного канала

$$a_\mu^{\pi^+\pi^-} = (46.33 \pm 0.94 \pm 0.09_{\text{(модельн)}}) \cdot 10^{-9}$$

Первая ошибка соответствует статистическим и систематическим ошибкам экспериментальных данных и величина ее связана в основном с систематическими ошибками отдельных экспериментов.

Этот результат, вместе с вкладами других каналов, взятыми из работы [24], приведен в таблице 4. Сумма всех вкладов, соответствующая полной величине адронной поляризации вакуума, составляет:  $a_\mu = (68.2 \pm 1.3) \cdot 10^{-9}$ . С учетом приведенных в работе [12] вкладов электромагнитных взаимодействий

$$a_{QED} = (1\ 165\ 852 \pm 1.9) \cdot 10^{-9}$$

и слабых взаимодействий

$$a_w = (2.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-9},$$



ожидаемая величина аномального магнитного момента мюона составляет:

$$a_{\mu}^{theor} = a_{QED} + a_h + a_w = (1\,165\,922.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-9},$$

что следует сравнить с последним, наиболее точным экспериментальным результатом из работы [25]:  $a_{\mu}^{exp} = (1\,165\,924 \pm 8.5) \cdot 10^{-9}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в работе данные о поведении квадрата формфактора пиона, вместе с результатами других работ в области энергий  $360 \leq 2E \leq 640$  МэВ согласуются на уровне достоверности 80% с предсказаниями модели, в которой зависимость ширины резонанса от энергии описывается согласно работе [22] и на уровне достоверности 20% не противоречат модели Гунариса-Сакураи.

Значение  $\langle r_{\pi}^2 \rangle = 0.416 \pm 0.014$  фм<sup>2</sup>, полученное в данной работе с учетом всех измерений величины квадрата формфактора пиона во времениподобной области энергий  $2m_{\pi} < \sqrt{S} < 1.4$  ГэВ сравнивается на рис.9 с экспериментальными значениями  $\langle r_{\pi}^2 \rangle$  опубликованными ранее. Квадрат радиуса, определенный в этой работе, хорошо согласуется с результатами работ [9] ( $0.16 \leq S \leq 0.21$  ГэВ<sup>2</sup>) и [28] ( $0.06 \leq S \leq 0.12$  ГэВ<sup>2</sup>), и находится между значениями, найденными в работах [29] ( $-0.07 \leq S \leq -0.03$  ГэВ<sup>2</sup>) и [27] ( $-0.477 \leq S \leq -0.069$  ГэВ<sup>2</sup>), которые не согласуются между собой. Противоречие с результатом, полученным в ОРСЭ [3] связано, по-видимому, с некорректностью процедуры нахождения радиуса пиона, примененной в этой работе.

Уточнение экспериментальных данных в области  $S < 4m_{\pi}^2$  было желательно для решения вопроса о возможности единого аналитического описания формфактора пиона при  $S < 0$  и при  $S > 0$ .

С учетом найденного в работе вклада сильных взаимодействий  $a_h$  точность предсказываемой величины аномального магнитного момента мюона  $a_{\mu}$  примерно в 4 раза лучше наиболее точных прямых экспериментальных измерений. Повышение точности в прецизионных экспериментах по измерению аномального магнитного момента мюона на порядок величины открыло бы возможность проверки теории электрослабого взаимодействия на уровне вклада слабых взаимодействий.

Полученные результаты по разделению событий показывают, что координатное и импульсное разрешения КМД позволят уверенно выделять пионы и при энергиях выше  $2E = 640$  МэВ. В соответствии с этим, в интервале энергий  $640 \leq 2e \leq 820$  МэВ был набран интеграл светимости  $25$  нб<sup>-1</sup>. Новые данные, обработка которых ведется в настоящее время, позволят улучшить точность приведенных результатов.

Авторы работы благодарны А.И.Вайнштейну, И.Б.Хриповичу и Г.Н.Шестакову за плодотворные дискуссии, Снопкову И.Г., Титову В.М., Филипенко Ю.Н., принимавшим участие в подготовке и проведении эксперимента, а также коллективу ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.



## ЛИТЕРАТУРА

1. J.E. Augustin et al., Lett. at Nuovo Cimento 2 (1969) 214.
2. D. Benaksas et al., Phys. Lett. 39B (1972) 289. №4, с.29-32.
3. A. Quenzer et al., Phys. Lett. 76B (1978) 512.
4. M. Bernardini et al., Phys. Lett. 46B (1973) 261
5. D. Bollini et al., Lett. at Nuovo Cimento 14 (1975) 418.
6. A.D. Bukin et al., Phys. Lett. 73B (1978) 226.
7. I.A. Коор et al., Preprint INP 79-67, Novosibirsk (1979).
8. Л.М. Барков и др., Препринт ИЯФ 79-117, Новосибирск (1979).
9. И.Б. Вассерман и др., Препринт ИЯФ 80-169, Новосибирск (1980).
10. L.M. Kurdadze et al., Preprint INP 82-97, Novosibirsk (1982).
11. Г.М. Тумайкин, Материалы 10 международной конференции по ускорителям высоких энергий, Серпухов, том 1 (1977) 443.
12. S. Drell, SLAC-PUB-2222, T/E (October 1978).
13. Л.М. Барков и др., Препринт ИЯФ 76-121, Новосибирск (1976).
14. А.Д. Букин, С.И. Эйдельман, Препринт ИЯФ 77-101, Новосибирск (1977).
15. A. Quenzer, These d'Etat, LAL 1294, Orsay (1977).
16. A. Rossi, Rev. Mod. Phys. 20 (1948) 537.
17. Э.А. Кураев, С.И. Эйдельман, Препринт ИЯФ 78-82, Новосибирск (1978).
18. K. Nakai et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1446.
19. D. Ashery et al., Phys. Rev. C 23 (1981) 2173.
20. Л.М. Барков, Б.А. Никольский, УФН т. XI, вып. 3 (1957) 341.
21. G. Gounaris, J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 244.
22. Н.М. Буднев, Диссертация, Новосибирск (1977).
23. V. Barger et al., Phys. Lett. 60B (1975) 89.
24. Г.В. Федотович, Диссертация, Новосибирск (1981).
25. F.J.M. Farley, E. Picasso, CERN-EP/79-20 (March 1979).
26. G. Adylov et al., Phys. Lett. 51B (1974) 402.
27. C. Bebek et al., Phys. Rev. 13D (1976) 25.
28. С.Ф. Брежнев и др., ЯФ 26 (1977) 547
29. E. Dally et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1176.

Энергия пучков 2E, МэВ	Магнитное поле H, кГс	Время захода t, час	Интеграл светимости L, нб <sup>-1</sup>	Число отснятых кадров
360	11,9	177	5,7	161500
380	18,0	131	4,1	117500
410	23,9	67	3,2	40000
430	23,9	51	1,7	25600
438	24,0	92	3,4	31100
470	23,9	35	2,0	20400
470	32,0	34	2,2	23200
540	32,0	23	2,4	16500
580	32,0	17	1,9	11100
620	32,0	14	2,2	10700
640	32,0	15	1,3	9700

Таблица I



2E МэВ	$\delta_e$	$\delta_M$	$\delta_L$	$\delta_A$	$\delta_R$	$\delta_A$	$\delta_C$
360	-0,102	-0,072	-0,094	-0,015	-0,023	-0,013	0,014
380	-0,097	-0,070	-0,087	-0,020	-0,020	-0,014	0,011
410	-0,099	-0,068	-0,083	-0,026	-0,017	-0,014	-
430	-0,100	-0,068	-0,080	-0,030	-0,016	-0,014	-
438	-0,100	-0,069	-0,082	-0,031	-0,015	-0,015	-
470	-0,103	-0,075	-0,086	-0,036	-0,013	-0,015	-
540	-0,114	-0,071	-0,085	-0,042	-0,011	-0,017	-
580	-0,098	-0,073	-0,086	-0,044	-0,010	-0,017	-
620	-0,117	-0,078	-0,093	-0,043	-0,010	-0,018	-
640	-0,114	-0,077	-0,094	-0,043	-0,009	-0,019	-

Таблица 2  $\delta_e, \delta_M, \delta_L$  радиационные поправки  
 $\delta_A$  поправка на ядерное поглощение пионов  
 $\delta_R$  поправка на распад пионов в камере  
 $\delta_A$  поправка на прохождение электронов через ярмо детектора;  $\delta_C$  - поправка на пропадание искр в ИК

2E, МэВ	$\sigma_h$ , МКМ	Ne	N <sub>M</sub>	N <sub>L</sub>	N <sub>фон</sub>	$\frac{N_M}{N_e}$	$\frac{N_L}{N_e + N_M}$	$ F_L ^2$
360	119,2±1,0	10070	935,8	164,2	360,2±28,5	0,093±0,003	0,015±0,001	1,87±0,16
380	115,8±1,6	5853	477,1	134,5	227 ±20,5	0,082±0,004	0,021±0,002	2,13±0,20
410	89,9±1,8	6033	515,4	189,9	225,3±22,1	0,085±0,004	0,029±0,002	2,37±0,16
430	76,3±2,7	3172	238,5	114,3	95,9±14,1	0,075±0,005	0,034±0,003	2,44±0,24
438	65,2±2,9	3603	352,9	158,8	83,5±13,2	0,098±0,006	0,040±0,003	2,77±0,23
470	79,5±3,1	5000	488,4	249,8	102,3±14,8	0,091±0,004	0,044±0,003	2,77±0,18
540	65,2±3,6	3029	311,0	294,4	36,1±10,0	0,103±0,007	0,088±0,008	4,45±0,30
580	69,7±3,5	2020	196,7	259,7	13,9±6,4	0,097±0,009	0,117±0,008	5,63±0,38
620	59,7±4,0	2026	191	428,5	31,8±10,2	0,094±0,011	0,133±0,011	8,62±0,50
640	102,7±4,5	1063	94,6	216,4	26,9±9,9	0,09	0,187±0,016	8,18±0,70

Таблица 3. Результаты разделения коллинеарных событий и квадрат фактора пиона.



Канал	Интервал энергий ГэВ	Вклад в адронную поляризацию вакуума со статист. и систем. ошибкой $\times 10^9$
$\mu^+\mu^-$	$2m_\mu + 1$	$46,33 \pm 0,4 \pm 0,85$
$\mu^+\mu^-\mu^0$	$\omega, \psi$	$8,8 \pm 0,6 \pm 0,1$
Адроны	$1 + 2$	$7,8 \pm 0,4 \pm 0,5$
Адроны	$2 + 5$	$4,0 \pm 0,1 \pm 0,1$
Адроны	$5 +$	$1,3 \pm 0,07 \pm 0,05$

Таблица 4. Вклады различных энергетических интервалов в адронную поляризацию вакуума.

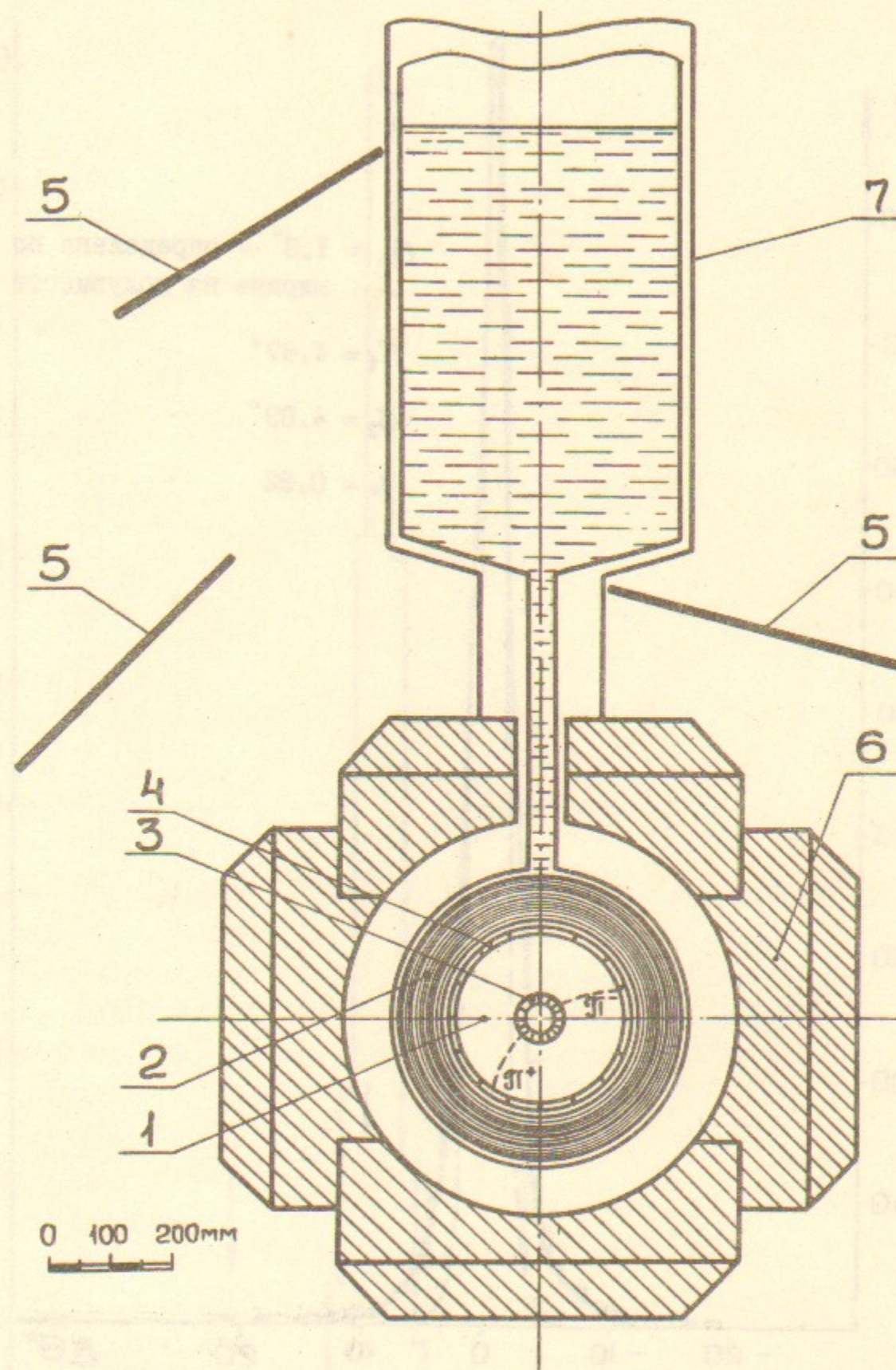


Рис. I Общий вид криогенного магнитного детектора.  
1 - искровая камера, 2 - сверхпроводящий соленоид, 3 - внутренняя МПК, 4 - внешняя МПК, 5 - сцинтилляционные счётчики, 6 - ярмо магнита, 7 - гелиевый криостат.



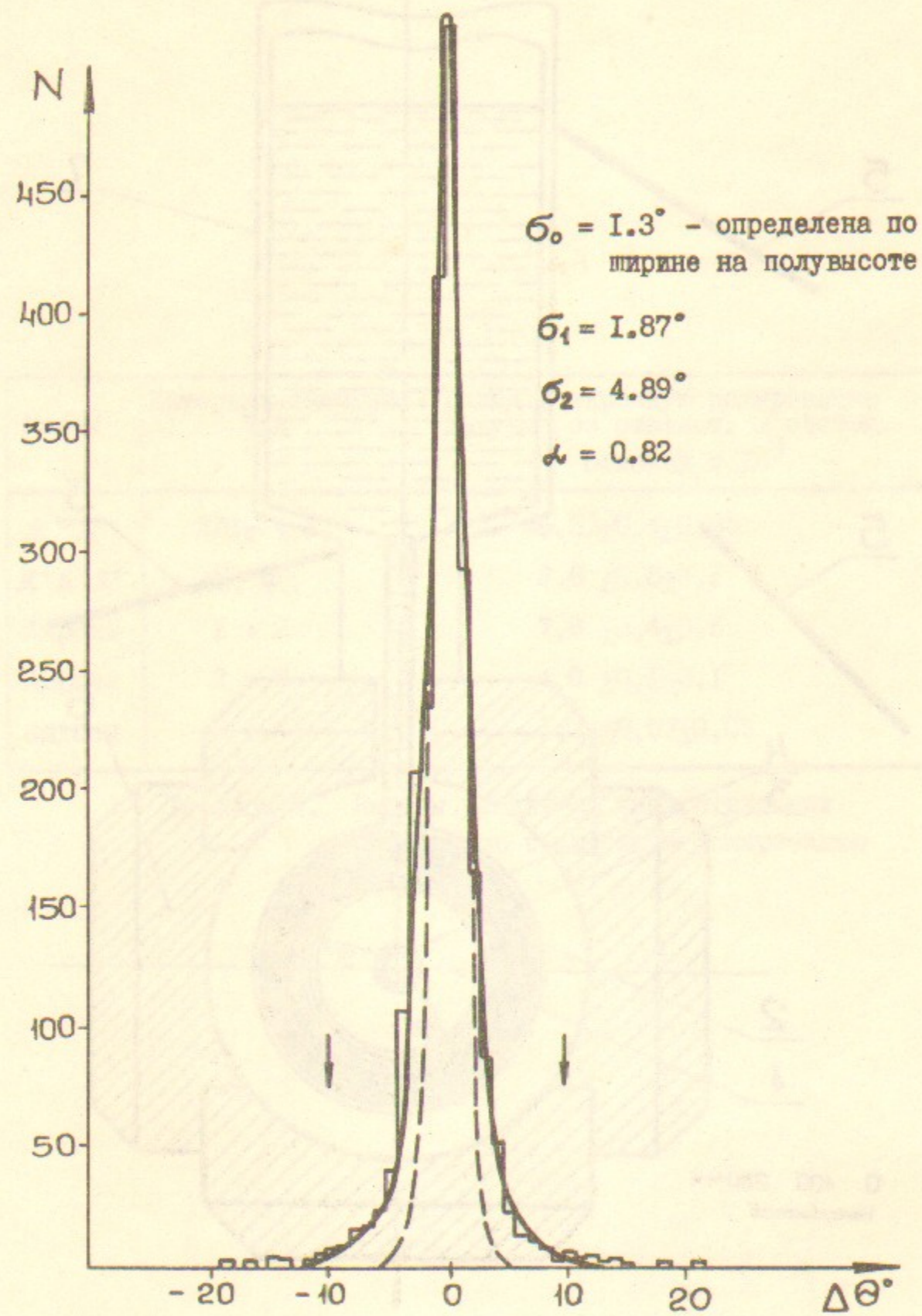


Рис.2 а) Распределение событий по углу расколлинearности  $\Delta\theta$ . Стрелками показаны границы отбора коллинеарных событий.  
 Пунктирная кривая -  $\exp(-\Delta\theta^2/2\sigma_0^2)$   
 Сплошная кривая -  $\lambda \exp(-\Delta\theta^2/2\sigma_1^2) + (1-\lambda) \exp(-\Delta\theta^2/2\sigma_2^2)$

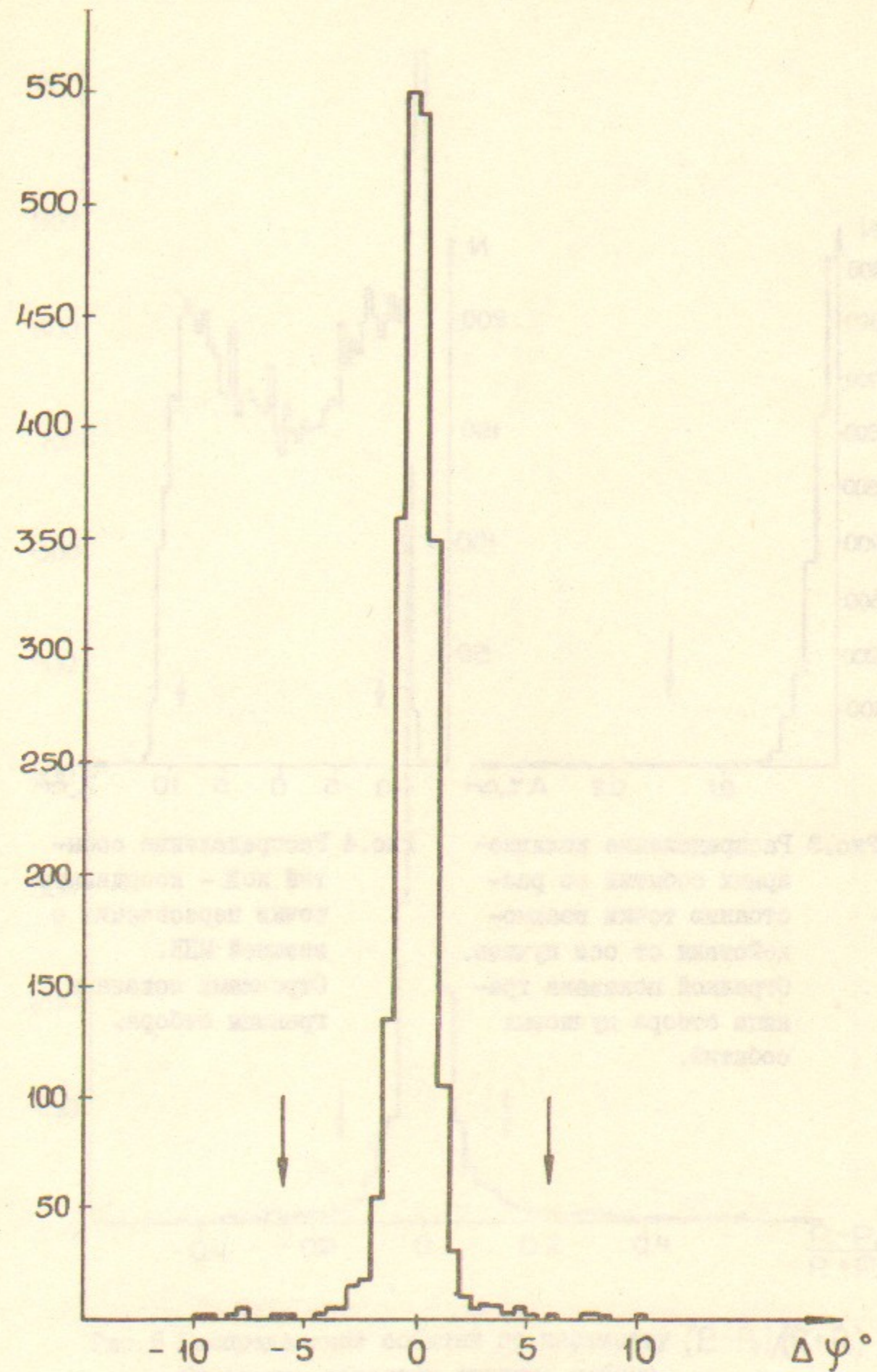


Рис.2 в) Распределение событий по углу расколлинearности  $\Delta\psi$ . Стрелками показаны границы отбора коллинеарных событий.



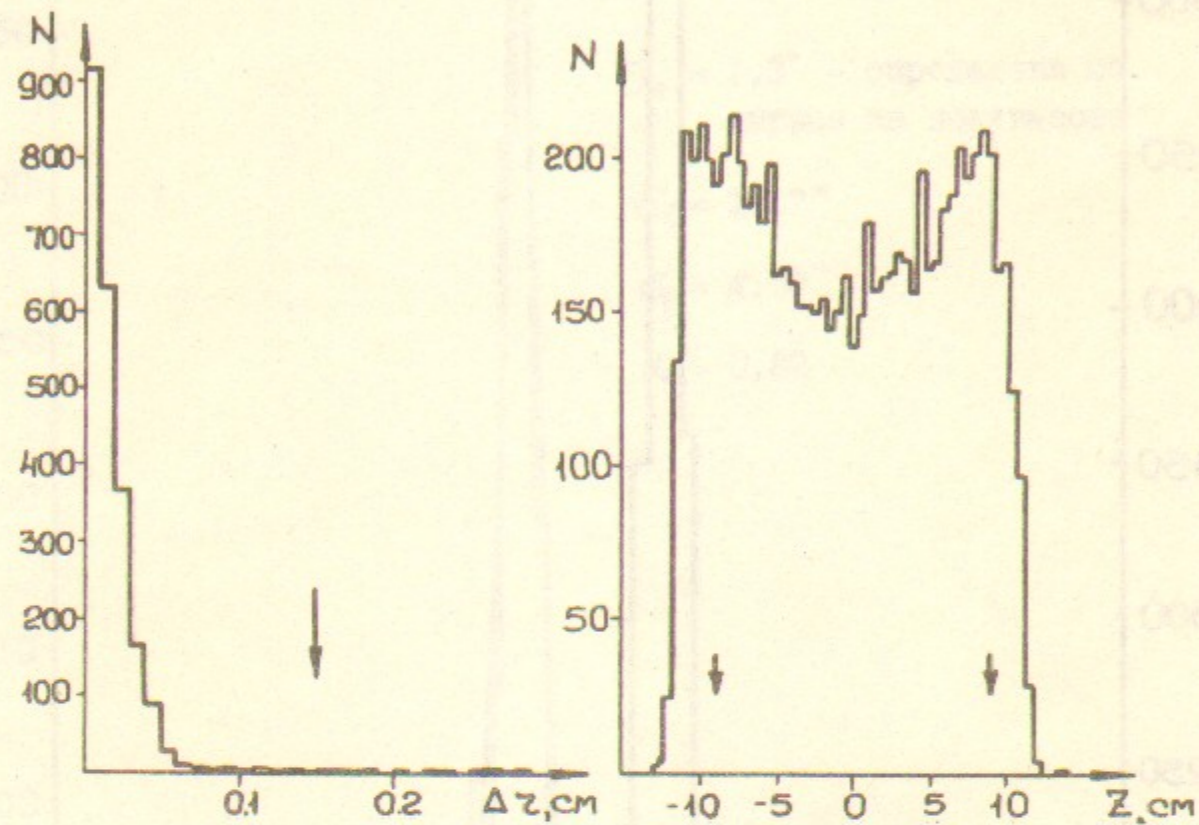


Рис.3 Распределение коллинеарных событий по расстоянию точки взаимодействия от оси пучков. Стрелкой показана граница отбора пучковых событий.

Рис.4 Распределение событий по  $Z$  - координате точки пересечения с внешней МПК. Стрелками показаны границы отбора.

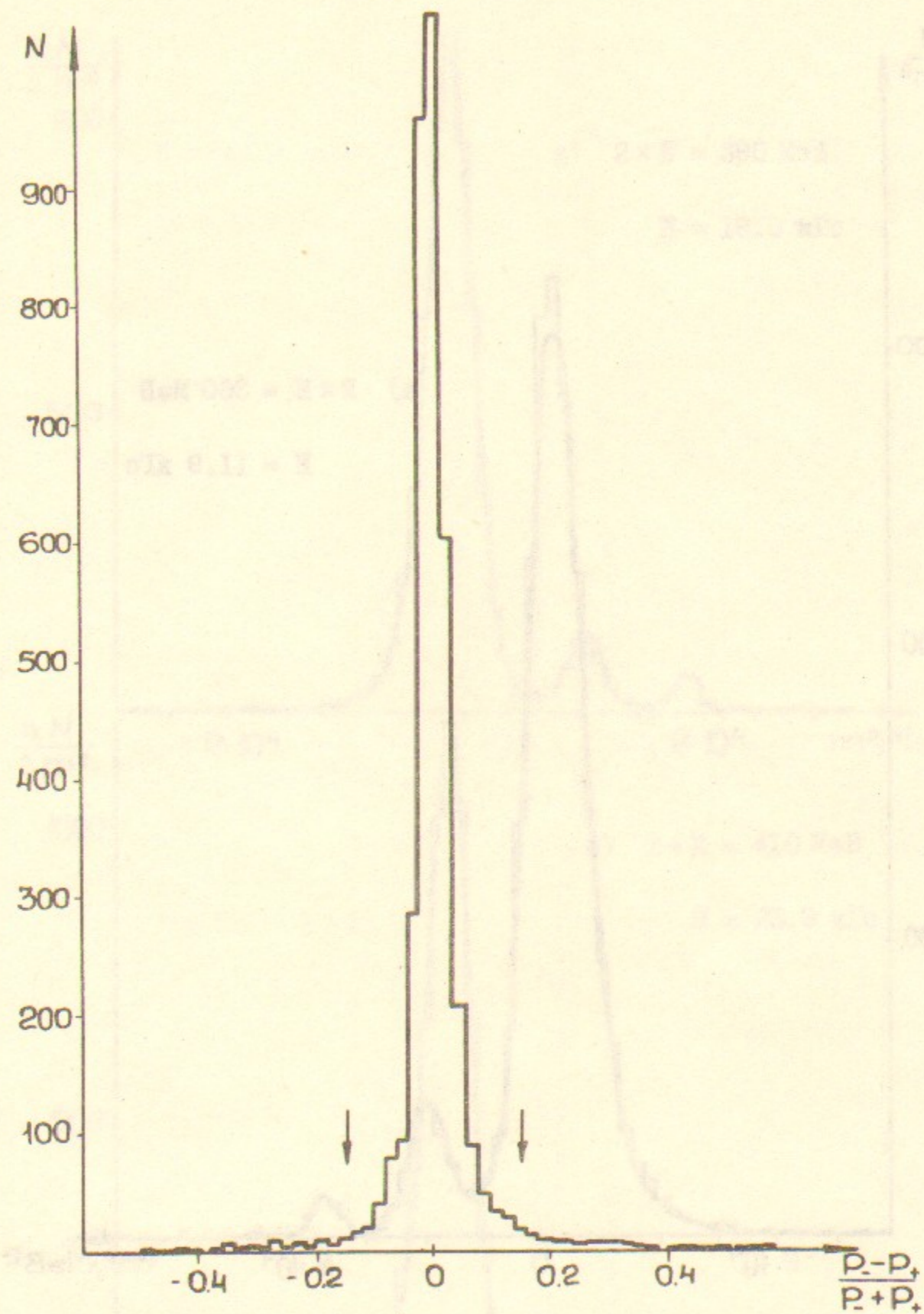


Рис.5 Распределение событий по параметру  $(P-P_r)/(P+P_r)$ . Стрелками показаны границы отбора.



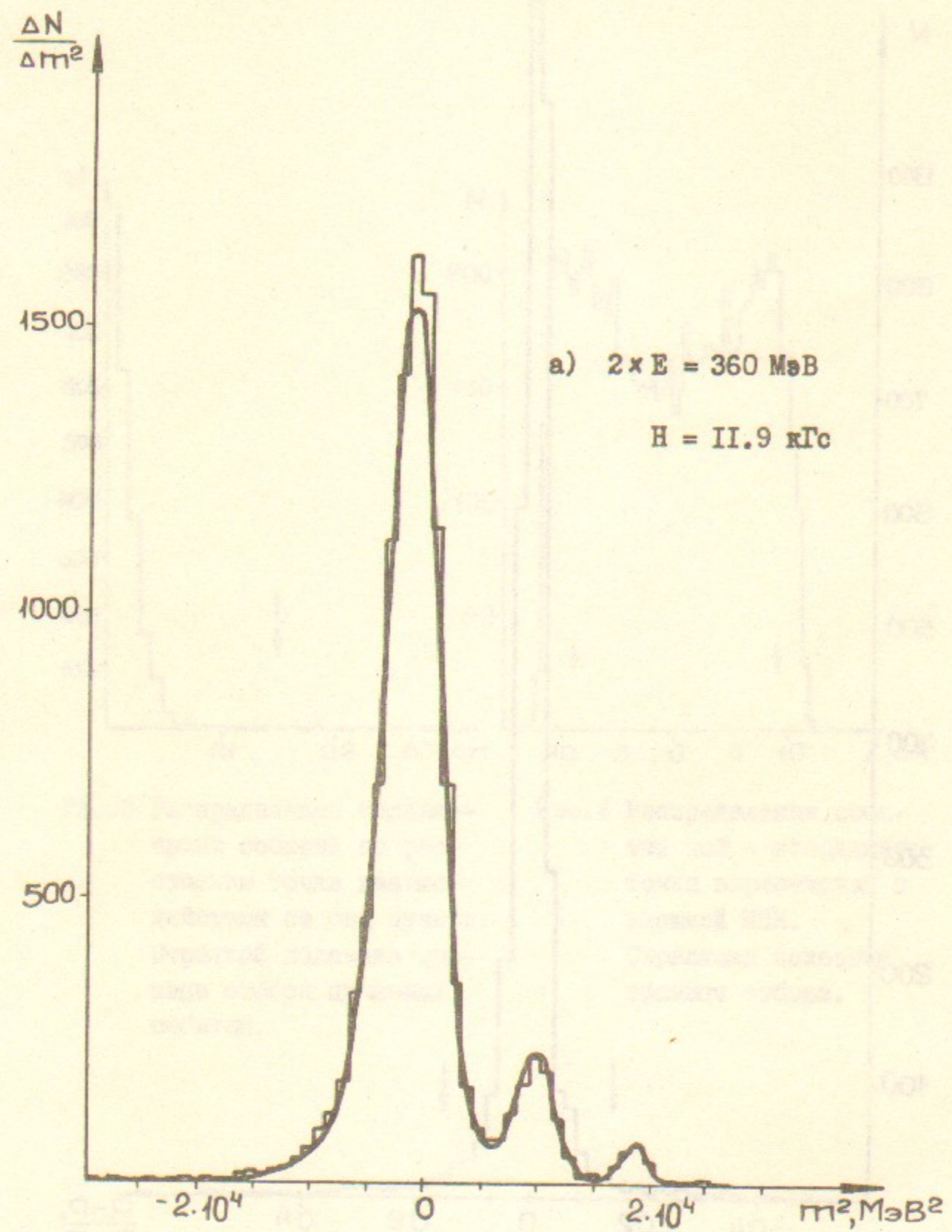
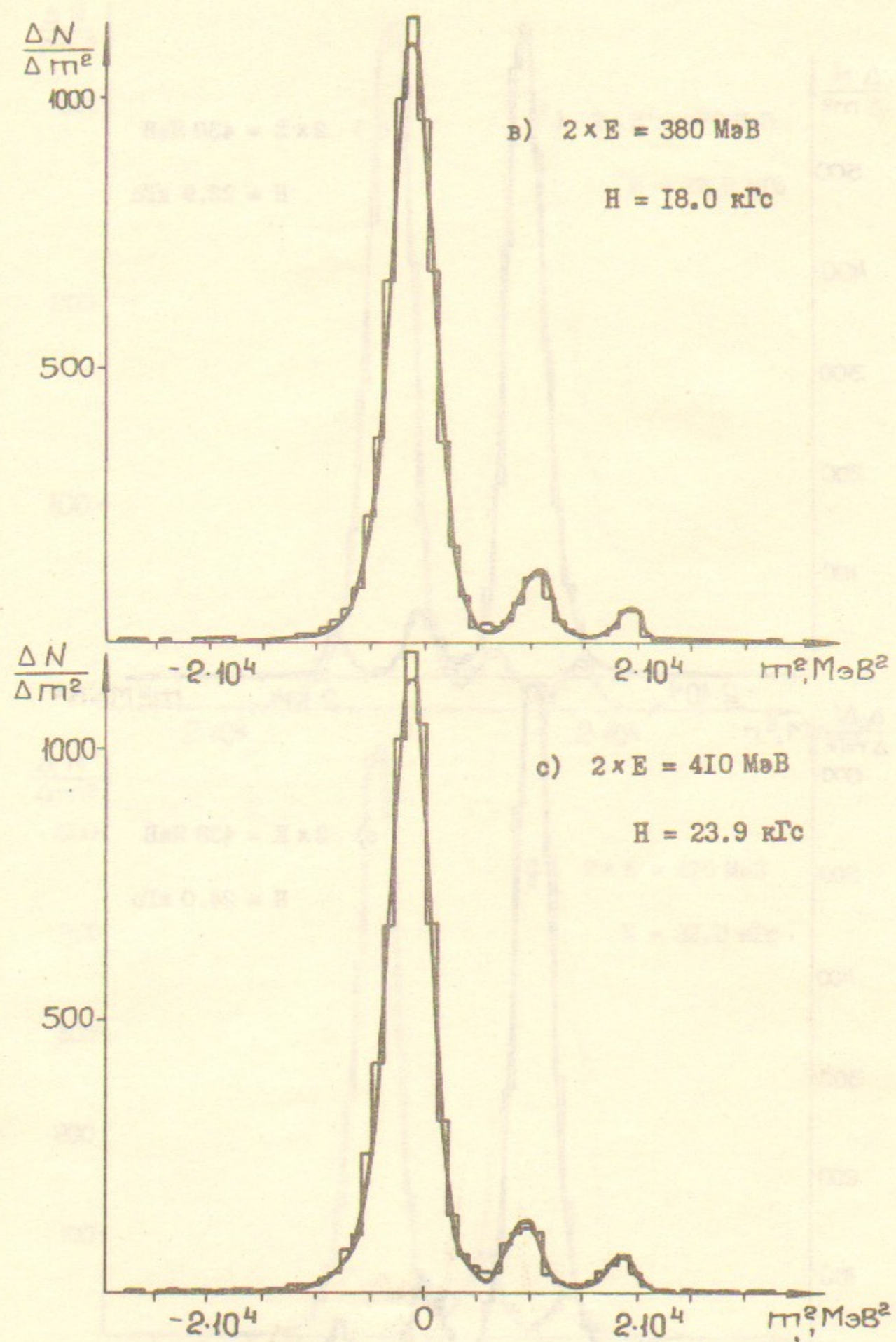
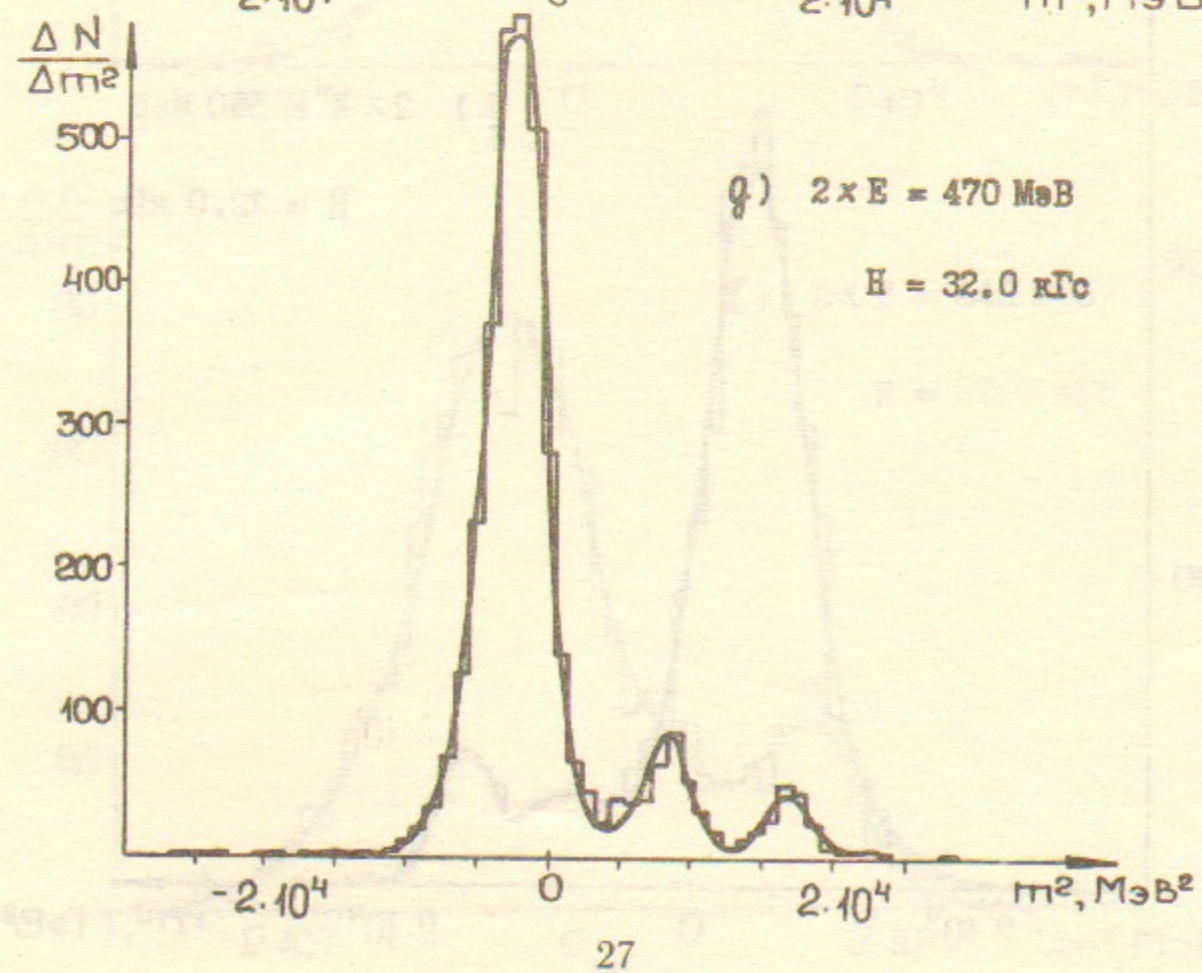
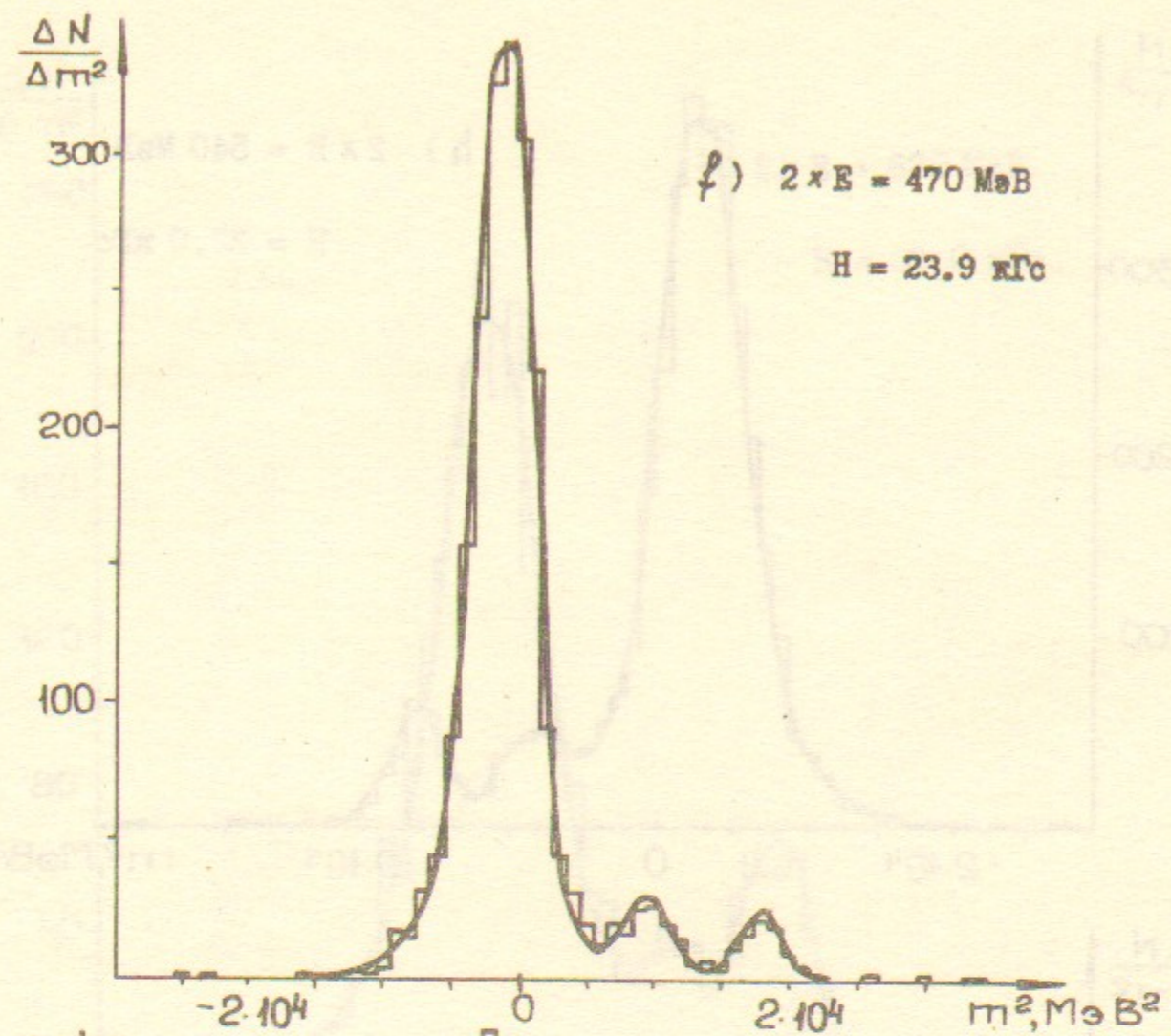
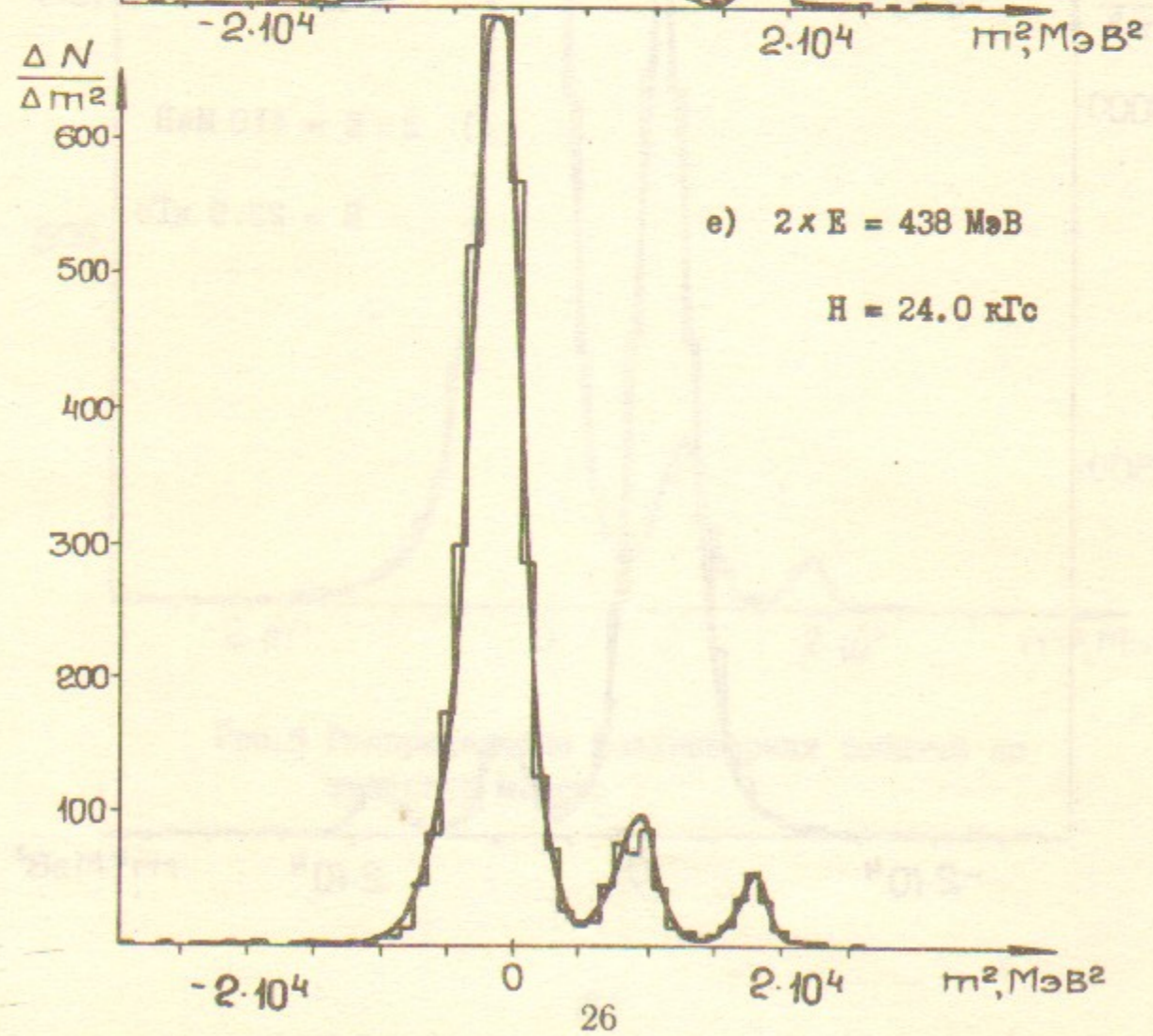
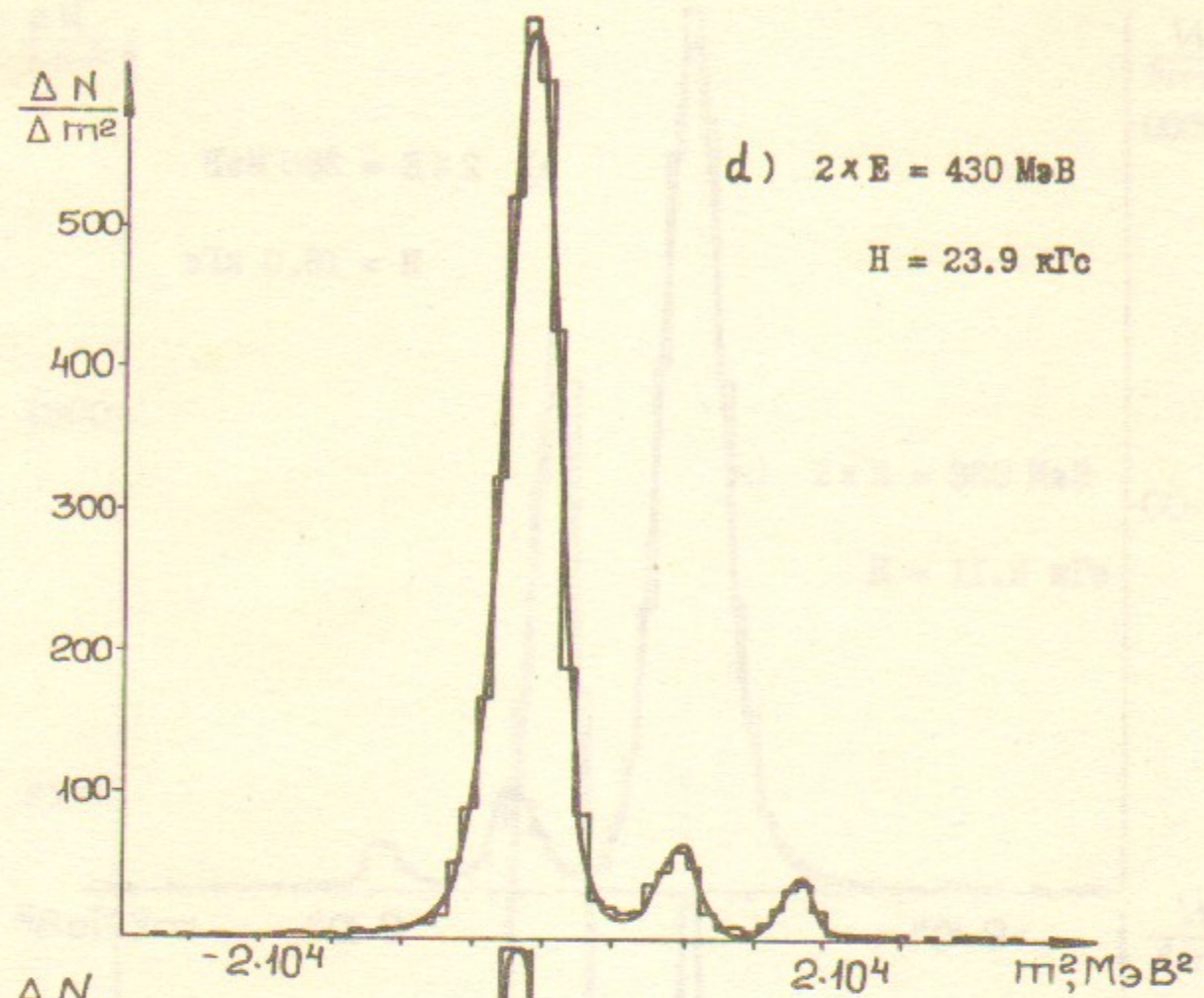


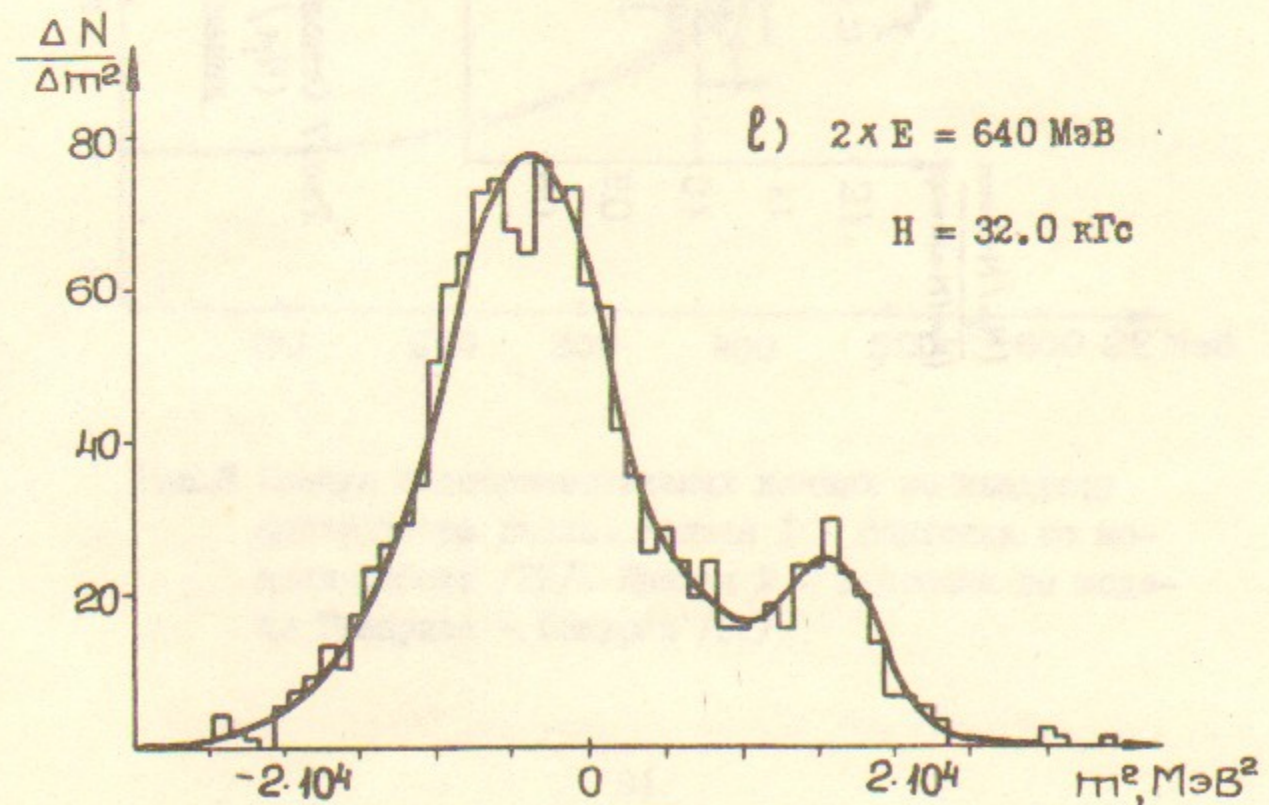
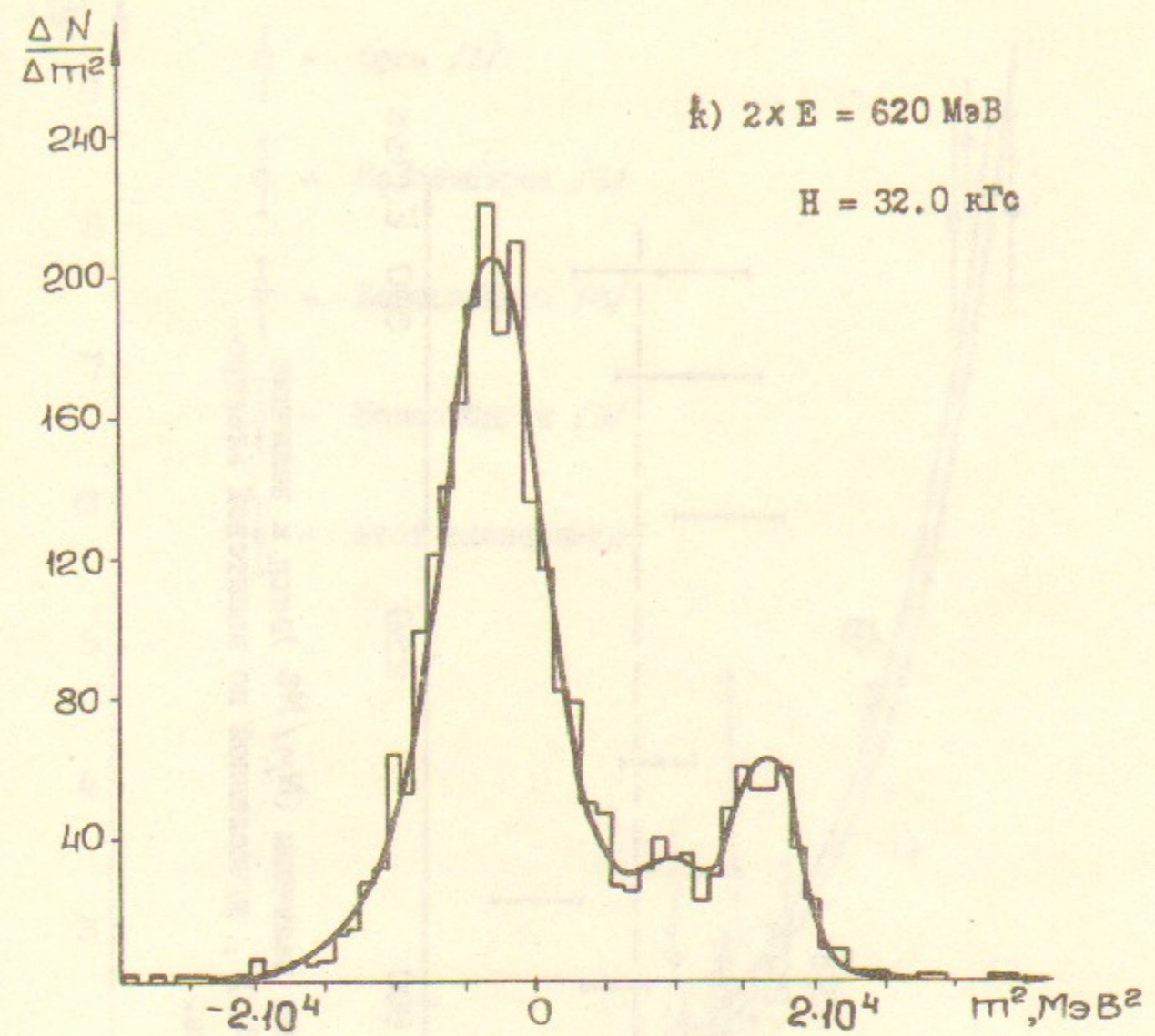
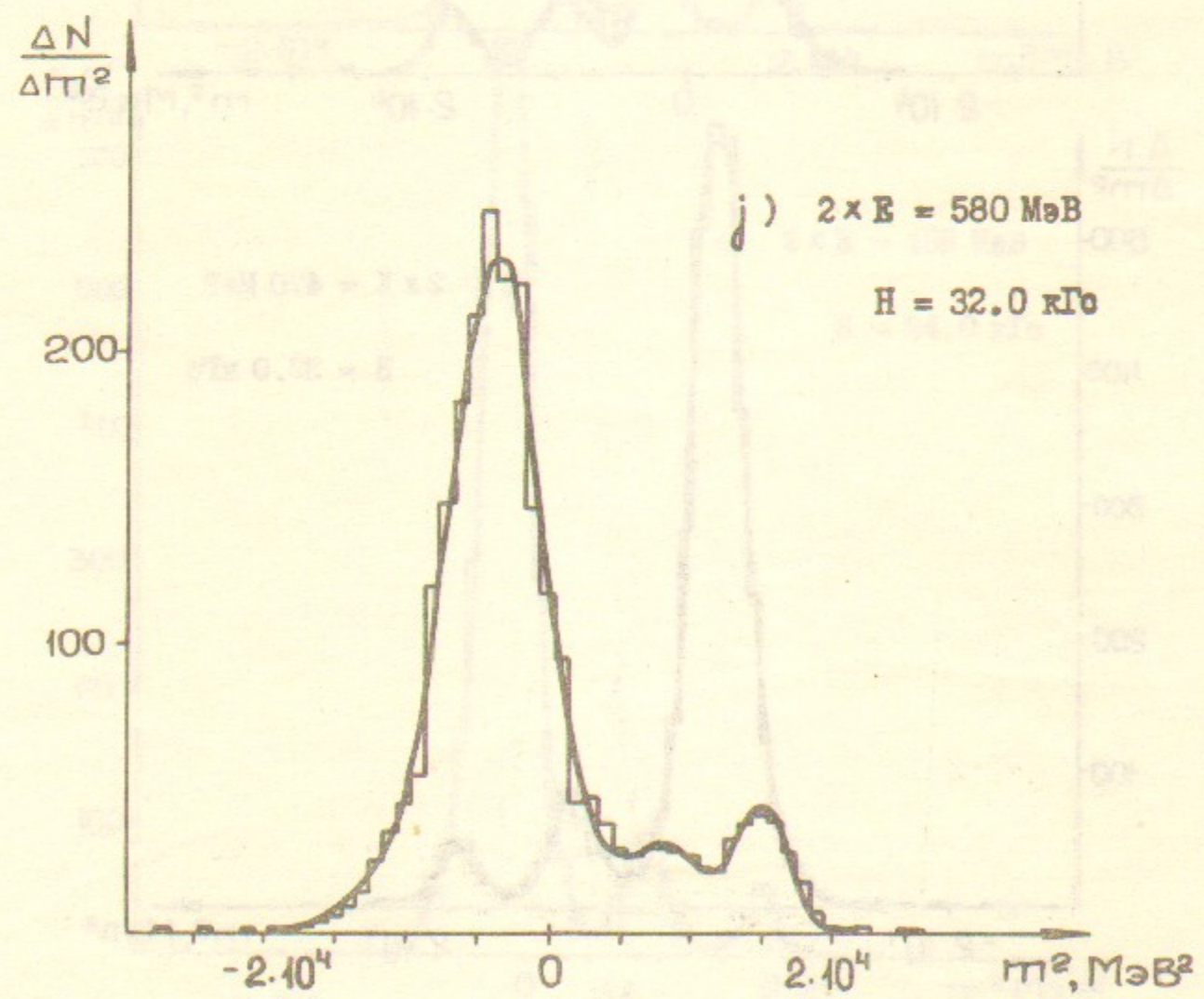
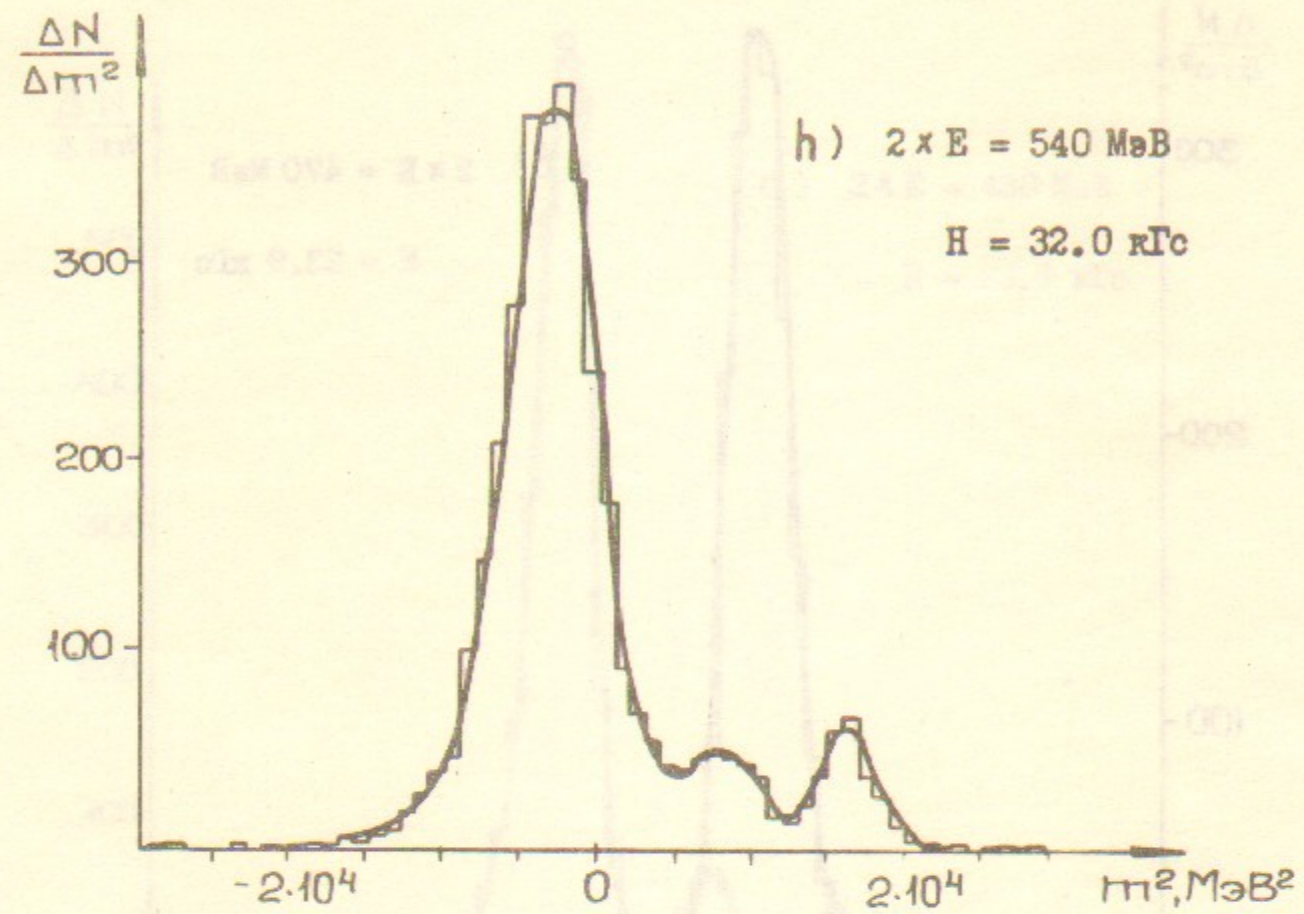
Рис.6 Распределение коллинеарных событий по квадрату массы.













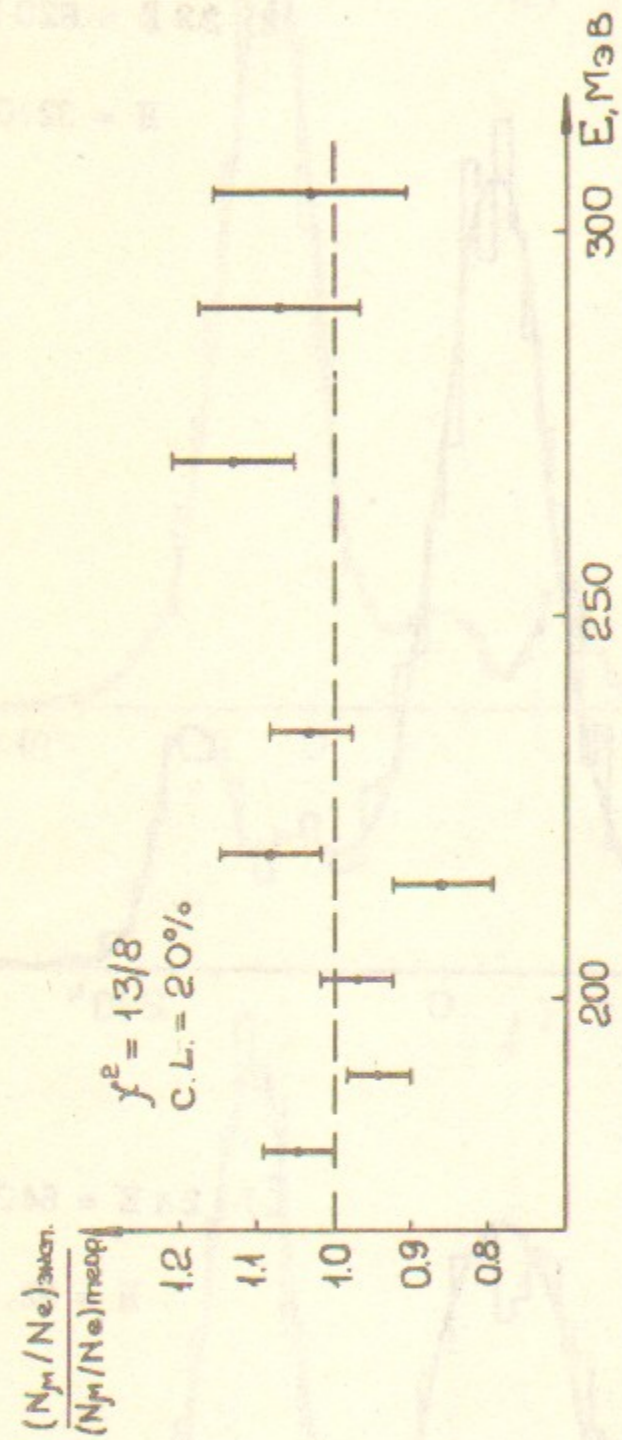


Рис.7 Отношение величины  $(N_{\pi}/N_e)_{\text{эксп.}}$  к величине  $(N_{\pi}/N_e)_{\text{теор.}}$ , вычисленной по квантовой электродинамике.

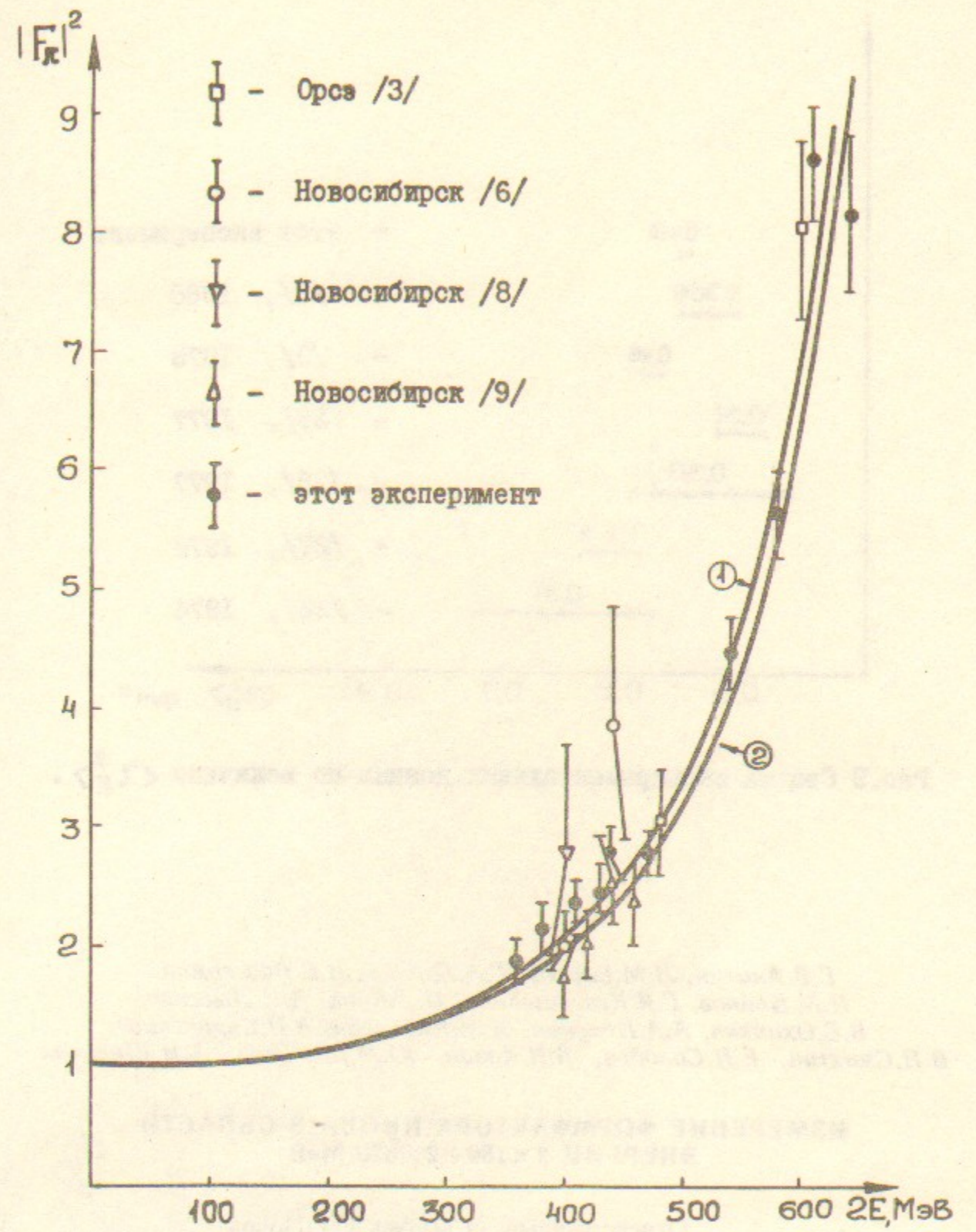


Рис.8 Сводка экспериментальных данных по квадрату формфактора пиона. Кривая 1 - подгонка по модели работы /22/. Кривая 2 - подгонка по модели Гунариса - Сакураи /21/.



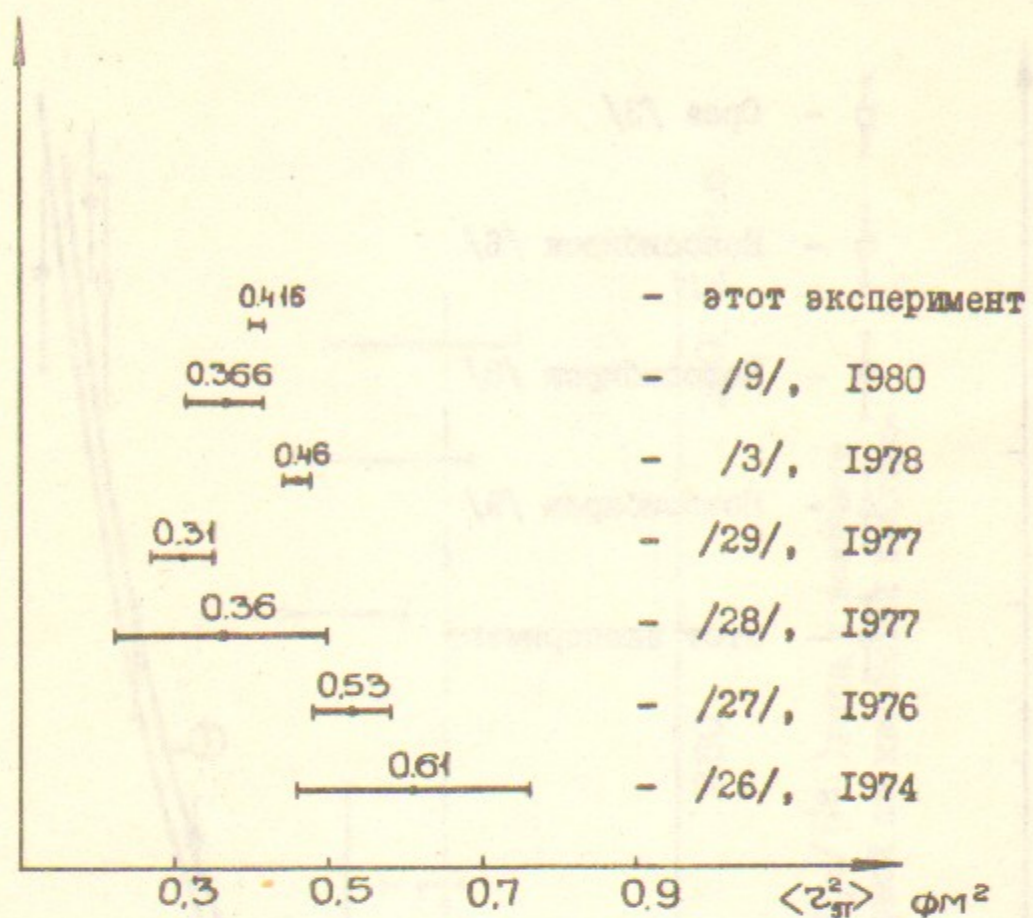


Рис.9 Сводка экспериментальных данных по величине  $\langle \gamma_{\pi}^2 \rangle$ .

Г.В.Аникин, Л.М.Барков, Г.А.Блинов, И.Б.Вассерман,  
 П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп, А.П.Лысенко,  
 В.С.Охапкин, А.А.Полунин, Н.М.Рыскулов, А.Н.Скринский,  
 В.П.Смахтин, Е.П.Солодов, Б.И.Хазин, Ю.М.Шатунов, А.И.Шехтман

**ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМФАКТОРА ПИОНА В ОБЛАСТИ  
 ЭНЕРГИЙ  $2 \times 180 \div 2 \times 320$  МэВ**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Подписано в печать 24 января 1983 г. МН 03025  
 Формат бумаги  $60 \times 90$ . Объем 2,0 печ.л., 1,7 уч.-изд.л.  
 Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 12

Набрано в автоматизированной системе на базе фотонаборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики СО АН СССР,  
 Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.