

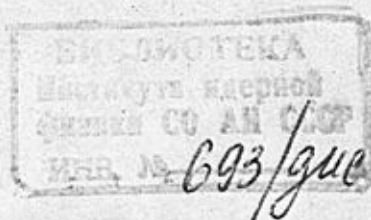
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АКАДЕМИИ НАУК СССР

На правах рукописи

Смахтин Владимир Петрович

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ  $\Phi$ I-МЕЗОННОГО РЕЗОНАНСА И  
МАССЫ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭП-2М  
МЕТОДОМ ЯДЕРНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЙ

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных  
частиц



Диссертация на соискание ученой  
степени кандидата физико-матема-  
тических наук

Научный руководитель -  
- член-корреспондент АН  
СССР Барков Лев Митрофа-  
нович

Новосибирск - 1979



## О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
В В Е Д Е Н И Е .....	3
ГЛАВА I. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ.....	13
I. Ускорительно-накопительный комплекс ВЭШ-2М.....	13
2. Конструкция эмульсионной камеры.....	14
3. Измерение светимости.....	16
4. Экспозиция эмульсионных камер.....	20
ГЛАВА II. ЭМУЛЬСИОННЫЙ ДЕТЕКТОР.....	23
I. Эмульсионная камера-трековый интегральный детектор.	23
2. Поиск следов заряженных каонов.....	25
3. Измерение координат и углов частиц в эмульсии.....	27
4. Измерение пробегов частиц в эмульсии и нержавеющей стали.....	27
5. Калибровка эмульсии и нержавеющей стали.....	29
6. Соотношения пробег-энергия.....	31
ГЛАВА III. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ $\Phi$ I-МЕЗОННОГО РЕЗОНАНСА.....	43
I. Обработка экспериментальных данных.....	43
2. Определение параметров $\Phi$ I-МЕЗОНА.....	56
3. Сравнение полученных эмульсионным методом параметров $\Phi$ i-мезона с результатами других экспериментов.....	62
ГЛАВА IV. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ.....	65
I. Измерение энергии встречных пучков методом резонанс- ной деполяризации.....	65
2. Обработка экспериментальных данных и обсуждение результатов.....	68
З А К Л Ю Ч Е Н И Е .....	75
Л И Т Е Р А Т У Р А .....	77



## В В Е Д Е Н И Е

В последние годы эксперименты на накопителях со встречными электрон-позитронными пучками проводились во многих лабораториях мира и внесли большой вклад в развитие физики элементарных частиц. В настоящее время продолжается всестороннее развитие метода встречных пучков. Наряду со строительством новых более крупных установок усовершенствуются действующие. Так в 1974 году в Институте ядерной физики СО АН СССР на базе ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2 было построено новое накопительное кольцо ВЭПП-2М с жестко-фокусирующей магнитной структурой на энергию до 670 МэВ в каждом пучке.

На новом накопительном кольце была получена рекордная для энергий от 500 МэВ до 600 МэВ светимость примерно  $2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  /I/ и проведен целый ряд экспериментов.

Темой данной диссертационной работы являются эксперименты на накопителе ВЭПП-2М с использованием методики ядерных фотоэмульсий. В работе описан эксперимент по измерению параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса в реакции



и эксперимент по измерению массы заряженных каонов. В физике элементарных частиц метод ядерных фотоэмульсий широко использовался в пятидесятых годах в экспериментах как с космическими частицами, так и на ускорителях заряженных частиц. Этот метод в свое время сыграл важную роль в изучении свойств элементарных частиц. Впоследствии, наиболее эффективными методами регистрации становятся пузырьковые камеры, а затем оптические искровые и проволочные камеры. В настоящее время ядерная эмульсия находит применение только в ограниченном классе экспериментов, а в экспериментах на накопителях со встречными пучками используется впервые.



Приступая к обзору экспериментальных данных следует указать, что впервые  $\Phi$ -мезонный резонанс был обнаружен в 1962 году в распределении по эффективной массе двух нейтральных каонов при изучении реакции  $K^-p \rightarrow \Lambda K^0 \bar{K}^0$  /2/. К настоящему времени число экспериментальных работ, посвященных изучению свойств  $\Phi$ -мезонного резонанса, составляет несколько десятков. Результаты экспериментов по измерению массы и ширины резонанса представлены в таблице I с указанием реакции, в которой исследовался  $\Phi$ -мезонный резонанс, метода регистрации и количества зарегистрированных событий. В большинстве экспериментов, указанных в таблице I, изучались взаимодействия каонов, антипротонов, пионов и протонов с нуклонами, а также реакция фоторождения на водороде и углероде с помощью методики жидководородных и жидкодейтериевых пузырьковых камер и магнитных спектрометров. Значения параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса в этих экспериментах определялись из распределений по эффективным массам двух заряженных или двух нейтральных каонов. Шесть экспериментов выполнено на накопителях со встречными электрон-позитронными пучками. Для прецизионных измерений параметров векторных мезонов метод встречных пучков является более предпочтительным, так как образование резонансов происходит без участия других сильно взаимодействующих частиц. Первые эксперименты по измерению параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса на накопителях со встречными электрон-позитронными пучками были выполнены в ОРСЭ /10,11/ и Новосибирске /14/. В этих экспериментах были получены значения ширины, сечения в максимуме резонансной кривой, относительные вероятности распада по основным каналам  $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ ,  $\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ ,  $\Phi \rightarrow 3\pi$ . Значение массы  $\Phi$ -мезона было измерено на накопителе ВЭШ-2 в эксперименте /17/, в котором энергия нейтральных каонов определялась по углу разлета двух заряженных пионов из распада коротко-



Экспериментальные значения массы и ширины  
 $\Phi$ -мезонного резонанса

Год	Метод регистрации и место проведения	Импульс, ГэВ/с Реакция	К-во событий	Значен. в МэВ Масса	Литер. Ширина	
1	2	3	4	5	6	7
1963	72 дюймовая жидководородная пузырьковая камера. Лос-Анжелес	$\bar{1},95$ $K^-P- \Lambda K^+K^-$ $K^-P- \Lambda K_s K_L$	24 10	1019,0 (2,0)	-	/3/
1965	Жидководородная пузырьковая камера	$\bar{0},0$ $PP-$	20	1018,6 (0,5)	3,5 (1,0)	/4/
1966	20 дюймовая жидководородная пузырьковая камера. Брукхэйвен	$2,24$ $K^-P- \Lambda K^+K^-$	41	1020,0 (2,0)	6,0 (4,0)	/5/
1967	Жидководородная пузырьковая камера	$4,2$ $K^-P-$	46	1021,5 (0,8)	$\begin{matrix} 1,8 \\ (+3,0) \\ (-1,5) \end{matrix}$	/6/
1967	81 сантиметровая жидководородная пузырьковая камера. ЦЕРН.	$\bar{1},2$ $PP- K_s K_L \Pi^+ \Pi^-$	15	1019,0 (3,0)	-	/7/
1967	72 дюймовая жидководородная пузырьковая камера. Лос-Анжелес	$\bar{1},5-2,3$ $\Pi^-P- NK^+K^-$	32	1021,0 (4,0)	-	/8/
1968	Парный спектрометр. Оптические искровые камеры и сцинтиляционные счетчики. Корнелл.	$\bar{1},8$ $\gamma C- K^+K^- C$	165	1022,0 (1,5)	$\begin{matrix} 4,5 \\ (+3,0) \\ (-2,0) \end{matrix}$	/9/
1970	Детектор из оптических искровых камер и сцинтиляционных счетчиков. Орсе.	$2,0,51$ $E^+E^-K^+K^-$ $E^+E^-K_s K_L$	3442 150	-	4,09 (0,29)	/10, 11/
1970	Спектрометр с оптическими и газовыми черенковскими счетчиками. ЦЕРН.	$\bar{1},1$ $\Pi^-P- NK^+K^-$	165	1018,0 (+0,5) (-0,35)	$\begin{matrix} 3,3 \\ (+1,5) \\ (-0,9) \end{matrix}$	/12/
1971	Двух плечевой спектрометр. Годоскопы из сцинтиляционных счетчиков. ДЭЗИ.	$6,0-7,4$ $\gamma C- C E^+ E^-$	107	1021,0 (1,5)	-	/13/



1	2	3	4	5	6	7
1971	Детектор с телесным 0,9 стерадиан. Опти- ческие искровые камеры и сцинтиляционные счетчики. Новосибирск.	2·0,51 E <sup>+</sup> E <sup>-</sup> K <sup>+</sup> K <sup>+</sup> E <sup>+</sup> E <sup>-</sup> K <sub>s</sub> K <sub>L</sub> E <sup>+</sup> E <sup>-</sup> 3Π	633 95 21	-	4,67 (0,42)	/14/
1971	80 дюймовая жидкодей- териевая пузырьковая камера. Брукхэйвен.	4,93 K <sup>-</sup> n-Σ <sup>-</sup> K <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	70	1019,9 (0,6)	5,5 {+1,3 -1,1}	/15/
1971	Жидководородная пу- зырьковая камера.	2,9 K <sup>-</sup> P-γK <sup>-</sup>	410	1019,3 (0,3)	4,5 {+3,0 -4,0}	/16/
1972	Детектор с телесным углом 0,9 стерадиан. Оптические искровые камеры и сцинтиля- ционные счетчики. Новосибирск.	2·0,51 E <sup>+</sup> E <sup>-</sup> K <sub>s</sub> K <sub>L</sub> ↳ Π <sup>+</sup> Π <sup>-</sup>	87	1020,8 (0,8)	-	/17/
1972	80 дюймовая жидко- дородная пузырьковая камера. Брукхэйвен.	3,9 4,6 K <sup>-</sup> P-ΛK <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	120	1019,6 (0,3)	4,6 {+1,0 -0,8}	/18/
		K <sup>-</sup> P-K <sup>-</sup> P K <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	100	1019,9 (0,4)	4,7 {+1,3 -1,0}	
1972	Двух метровая жид- ководородная пу- зырьковая камера. ЦЕРН.	10,0 K <sup>+</sup> p-K <sup>+</sup> pK <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	131	1020,4 (0,5)	5,0 (1,3)	/19/
1973	82 дюймовая жидко- водородная пузырь- ковая камера. Стенфорд.	2,8 4,7 9,3 γp-pK <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	100	1020,3 (0,4)	3,8 (0,9)	/20/
1974	Спектрометр эффектив- ных масс. Магнитострик- ционные искровые камеры. Аргон.	3,0-6,0 π <sup>+</sup> p-π <sup>+</sup> K <sup>+</sup> K <sup>-</sup> K <sup>-</sup> p-ΛK <sup>+</sup> K <sup>-</sup> K <sup>-</sup> p-Σ <sup>0</sup> K <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	500	1019,5 (0,6)	4,5 (0,7)	/21/
1974	Магнитный спектрометр. Магнитострикционные искровые камеры. Бонн.	2,0 γp-pK <sup>+</sup> K <sup>-</sup>	984	1019,4 (0,8)	4,4 (0,4)	/22/



1	2	3	4	5	6	7
1974	30 дюймовая жидко- кодейтериевая пу- зырьковая камера. Брукхэйвен.	0,0 $\bar{p}n - k^+k^-\pi^-$ $\bar{p}n - k_s k_L \pi^-$	54 71	1018,7 (0,8) 1018,6 (0,7)	6,8 {+2,3} {-1,7} 4,1 {+1,3} {-1,4}	/23/
1974	Детектор с телесным углом 0,6-4π стеради- ан. Оптические искровые камеры. Орсаэ.	2·0,51 $e^+e^- - k_s k_L$	1360	-	3,81 (0,37)	/24/
1974	Двухметровая жидково- дородная пузырьковая камера. ЦЕРН.	4,25 $k^+p - \Lambda k^+k^-$	170	1020,3 (0,4)	4,2 (1,3)	/25/
1976	31 дюймовая жидково- дородная пузырьковая камера. Брукхэйвен.	2,18 $k^+p - \Lambda k^+k^-$ $k^+p - \Lambda k_s k_L$	331 133	1019,7 (0,5)	3,8 (0,6)	/26,27/
1977	Спектрометр эффектив- ных масс. Магнито-стрик- ционные искровые счет- чики. Аргонн.	6 $\pi^+p - n k^+k^-$	800	1018,9 (0,6)	3,7 (0,4)	/28/
1977	Спектрометр с большим телесным углом. Годо- скопы из сцинтилляци- онных счетчиков. ЦЕРН.	10 $k^+p - k^+p k^+k^-$ $\pi^+p - \pi^+p k^+k^-$ $k^+p - k^+p k^+k^-$ $\bar{p}p - \bar{p}p k^+k^-$	905 383 2504 721	1020,4 (0,3) 1020,0 (1,0) 1020,0 (0,2) 1022,0 (1,0)	6 (2) 4 (2) 9 (2) 11 (6)	/29/
1977	Двухплечевой спектрометр с дрейфовыми камерами, сцинтилляционными и по- роговыми черенковскими счетчиками. Ферми-лаб.	400 $pA - k^+k^-X$	1300	1019,7 (0,2)	4,5 (0,42)	/30/
1978	Детектор "ОЛЯ", Искро- вые камеры с памятью на ферритах и сцинтилляци- онные счетчики. Новоси- бирск.	2·0,51 $e^+e^- - k_s k_L$ $e^+e^- - 3\pi$	2732 949	1019,52 (0,13)	4,36 (0,19)	/31/



живущего каона. Наиболее точные значения параметров резонанса были получены на накопителе ВЭШ-2М с помощью детектора "ОЛЯ", состоящего из системы проволочных искровых камер с автоматическим съемом информации, в каналах распада  $\Phi - K_S^0 K_L^0$  и  $\Phi - 3\pi / 3I/$ . Энергия встречных пучков в этом эксперименте определялась методом резонансной деполяризации, развитым в Институте ядерной физики СО АН СССР /32-34/.

Важным параметром  $\Phi$ -мезонного резонанса является его лептонная ширина распада  $\Gamma_{\Phi ee}$ , которая наиболее точно определяется в экспериментах на накопителях со встречными электрон-позитронными пучками. Значение величины  $\Gamma_{\Phi ee}$ , в частности, необходимо для вычисления адронных поправок к аномальному магнитному моменту мюона. В настоящее время среднемировые значения массы  $\Phi$ -мезона  $m_{\Phi}$ , его полной ширины  $\Gamma_{\Phi}$ , сечения реакции (I) в максимуме резонанса  $\sigma_0(K^+K^-)$  и лептонной ширины распада  $\Phi$ -мезона  $\Gamma_{\Phi ee}$ , полученные путем усреднения отдельных экспериментальных результатов по стандартной процедуре (гауссовское распределение сведением в ошибку скалярного фактора), равняются

$$\begin{aligned} m_{\Phi} &= 1019,70 \pm 0,11 \text{ МэВ} & (s = 1,55), \\ \Gamma_{\Phi} &= 4,23 \pm 0,11 \text{ МэВ} & (s = 1,0), \\ \sigma_0(K^+K^-) &= 2,31 \pm 0,13 \text{ мкбн} & (s = 1,3), \\ \Gamma_{\Phi ee} &= 1,32 \pm 0,06 \text{ кэВ} & (s = 1,0). \end{aligned}$$

Значения массы и сечения, полученные в различных экспериментах не имеют хорошего согласия между собой. Поэтому проведение измерений параметров  $\Phi$ -мезона новой методикой является актуальным.

Приступая к обзору экспериментальных данных по измерению массы заряженных каонов следует отметить, что к настоящему времени существуют эксперименты по измерению отдельно массы положительных каонов, отдельно массы отрицательных каонов и разницы их масс. Результаты этих измерений приведены в таблице 2 с крат-



Экспериментальные значения массы заряженных  
каонов и разницы их масс

Год	Метод	Значения массы в МэВ.			Работа.
		$M_{K^+}$	$M_{K^-}$	$M_{K^+} - M_{K^-}$	
1957	Среднее значение получено из экспериментов с ядерными фотоэмульсиями, выполненных до 1957 года.	493,9 (0,2)	---	---	/35/
1963	Измерение энергии вторичных частиц в реакциях $\Sigma^+ - p \pi^0$ , $\Sigma^+ - n \pi^+$ , $K^- p - \Sigma^+ \pi^-$ , $K^- p - \Sigma^- \pi^+$ по пробегам в ядерной эмульсии.	---	493,7 (0,3)	---	/36/
1965	Измерение энерговыделения в $\pi^-$ -распаде по пробегам заряженных пионов в ядерной эмульсии.	493,78 (0,17)	---	---	/37/
1971	Измерение энергии рентгеновского излучения при переходе $4f - 3d$ в мезоатоме хлора.	---	493,87 (0,19)	---	/38/
1973	Измерение энергии мезорентгеновского излучения на пяти переходах в золоте и на пяти переходах в барии полупроводниковым спектрометром.	---	493,691 (40)	---	/39/
1974	Улучшение методики расчета энергетических уровней в K-мезоатомах. В работе использованы экспериментальные данные 1971 года /38/.	---	493,662 (0,19)	---	/40/
1975	Измерение энергии мезорентгеновского излучения на шести переходах в свинце полупроводниковым спектрометром.	---	493,657 (20)	---	/41/
1972	Импульсный анализ трех заряженных пионов из распадов каонов с помощью проволочных искровых камер. В работе использовано значение разницы масс заряженных пионов $M_{\pi^+} - M_{\pi^-} = +28 \pm 70$ кэВ.	---	---	-0,032 (90)	/42/
Средние значения.		493,83 (0,13)	493,664 (18)	-0,032 (90)	



ким описанием экспериментальной методики. В первых экспериментах /35-37/ массы положительных и отрицательных каонов были определены эмульсионным методом. В последующих экспериментах /38-41/ масса отрицательных каонов определялась путем измерения энергии рентгеновского излучения в различных К-мезоатомах с помощью полупроводниковых детекторов. Этот метод позволяет измерять массу с высокой точностью, которая в настоящее время ограничена точностью расчета энергетических уровней в мезоатомах. Так в последней работе /41/ авторы указывают, что два возможных способа расчета радиационных поправок приводят к двум различным значениям массы, которые отличаются на величину примерно равную двум экспериментальным ошибкам. Среднемировые значения массы положительных и отрицательных каонов равняются

$$M_{K^+} = 493,83 \pm 0,13 \text{ МэВ},$$

$$M_{K^-} = 493,664 \pm 0,018 \text{ МэВ}.$$

Разница масс положительных и отрицательных каонов была измерена в отдельном эксперименте /42/ и оказалась равной

$$M_{K^+} - M_{K^-} = - 0,032 \pm 0,090 \text{ МэВ}.$$

В данной работе для измерения параметров  $\Phi$ -мезона и массы заряженных каонов использовался эмульсионный детектор. Это связано с тем, что заряженные каоны в районе максимума  $\Phi$ -мезонного резонанса рождаются с кинетической энергией  $\sim 16$  МэВ, имеют пробег в эмульсии приблизительно 2 мм и легко идентифицируются по распаду или характеру взаимодействия в конце пробега. Кинетическая энергия каонов может быть определена по пробегам с точностью приблизительно  $10^{-3}$ . Перечисленные возможности эмульсионного метода позволили с высокой точностью измерить параметры  $\Phi$ -мезонного резонанса. В этом эксперименте на накопителе ВЭШ-2М были проведены облучения эмульсионных камер при различных энергиях



встречных электрон-позитронных пучков в области энергий  $\Phi$ -мезона. Сечение реакции (I) определялось по количеству зарегистрированных в каждой эмульсионной камере заряженных каонов и измеренному за время облучения интегралу светимости. Кинетическая энергия заряженных каонов определялась в каждой эмульсионной камере по пробегу каонов в слоях ядерной эмульсии с помощью соотношения пробег-энергия. Для определения энергии встречных электрон-позитронных пучков в этом эксперименте использовалось среднемировое значение массы заряженных каонов. Благодаря тому, что реакция (I) идет вблизи порога рождения каонов с малым энерговыделением и масса заряженных каонов известна с высокой точностью из экспериментов с K-мезоатомии, энергия встречных пучков при облучении каждой эмульсионной камеры измерялась с точностью лучше  $10^{-4}$ . В эксперименте был набран интеграл светимости  $2,76 \text{ нбн}^{-1}$  и зарегистрировано  $1100 \pm 16$  событий распада  $\Phi$ -мезона на заряженные каоны. Измеренные значения массы  $\Phi$ -мезона, его полной ширины, сечения реакции (I) в максимуме резонанса и лептонной ширины распада оказались равными

$$m_{\Phi} = 1019,54 \pm 0,12 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\Phi} = 4,58 \pm 0,34 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0(K^+K^-) = 2,23 \pm 0,18 \text{ мкбн}, \quad \Gamma_{\Phi ee} = 1,49 \pm 0,11 \text{ кэВ}.$$

Возможность постановки эксперимента по измерению средней массы заряженных каонов появилась в связи с разработкой метода резонансной деполяризации для определения абсолютного значения энергии встречных пучков в накопителе ВЭШ-2М /32-34/. В этом эксперименте одновременно с облучением эмульсионных камер производилось измерение энергии встречных пучков методом резонансной деполяризации с точностью около  $2 \cdot 10^{-5}$ . Значение массы заряженных каонов находилось по разнице между значением энергии встречных пучков и значением кинетической энергии каонов, най-



денной по пробегам в эмульсии. Измеренное в эксперименте значение средней массы заряженных каонов оказалось равным

$$(M_{K^+} - M_{K^-})/2 = 493,670 \pm 0,029 \text{ МэВ}$$



## ГЛАВА I. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

### I. Ускорительно-накопительный комплекс ВЭШ-2М

Эмульсионные эксперименты по измерению параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса и по измерению средней массы заряженных каонов проводились на одном из прямолинейных промежутков накопителя ВЭШ-2М. Жесткофокусирующее кольцо ВЭШ-2М /43/, сооруженное на базе ускорительно-накопительного комплекса ВЭШ-2, структурно состоит из восьми секций магнитной системы, четырех коротких и четырех длинных промежутков. В одном из длинных промежутков расположен резонатор, а остальные три используются для экспериментов. В коротких промежутках находятся впускные магниты, пластины инфлекторов, дополнительные квадрупольные линзы и электростатические квадрупольные линзы. Слабофокусирующее кольцо ВЭШ-2 используется в качестве бустерного накопителя, а инжектором для него служит электронный синхротрон Б-3М на энергию 250 МэВ. Инжекция электронов и позитронов, получаемых путем конверсии электронов, в накопительное кольцо ВЭШ-2 осуществляется поочередно на энергии 120 МэВ. Затем накопленный в ВЭШ-2 пучок частиц ускоряется и перепускается в кольцо ВЭШ-2М. Перепуск пучков обычно осуществляется на той энергии, на которой проводится эксперимент. Эксперименты на накопителе ВЭШ-2М проводились в диапазоне энергий от  $2 \times 200$  МэВ до  $2 \times 700$  МэВ. Максимальная светимость установки достигает величины  $2,5 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  при энергии 580 МэВ в одном пучке /1/. Высокая светимость установки, малые продольные и поперечные размеры области взаимодействия пучков в совокупности с малыми размерами вакуумной камеры накопителя в месте встречи пучков позволили успешно применить метод ядерных эмульсий для регистрации и измерения кинетической энергии заряженных каонов в области энергий  $\Phi$ -мезонного резонанса.



## 2. Конструкция эмульсионной камеры

Общий вид эмульсионной камеры, расположенной в одном из прямолинейных промежутков накопителя ВЭП-2М, показан на рис. I. Заряженные каоны, вылетевшие из места встречи пучков, проходили стенку вакуумной камеры накопителя и останавливались в слоях ядерной эмульсии. Вакуумная камера в месте встречи пучков представляла собой трубку из нержавеющей стали Х18Н10Т диаметром 36 мм и длиной 100 мм, изготовленной из однородной по толщине фольги. Так как часть энергии каоны теряют в стенке вакуумной камеры, толщина фольги определялась с точностью примерно  $1 \cdot 10^{-4}$  путем взвешивания и измерения площади. В эксперименте по измерению параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса вакуумная камера в месте встречи была изготовлена из фольги толщиной  $0,21035(2)$  г/см<sup>2</sup>, а в эксперименте по измерению массы заряженных каонов из фольги толщиной  $0,10697(1)$  г/см<sup>2</sup>. Эмульсионная камера состояла из верхней и нижней секций, в каждой из которых помещалось по пять слоев фотоэмульсии БР-2 с толщиной слоя 400 мкм и размером  $86 \times 46$  мм<sup>2</sup>. Толщина стенки вакуумной камеры накопителя в месте встречи пучков и количество эмульсионных слоев были выбраны таким образом, чтобы в эксперименте регистрировать каоны в диапазоне энергий от 12 МэВ до 20 МэВ. Так как угловое распределение каонов пропорционально  $\sin^3 \theta$  /44/, где  $\theta$  — угол между импульсом каона и направлением движения частиц в накопителе, а размер области взаимодействия пучков составляет примерно 3 см, в эмульсионную камеру попадает около 75% родившихся в реакции (I) каонов. Для того, чтобы эмульсионные слои были эластичны и легко упаковывались в камеру цилиндрической формы, они за несколько дней до облучения помещались в эксикатор с фиксированной влажностью воздуха  $\sim 80\%$ . Средняя толщина каждого слоя находилась путем взвешивания и измерения габаритных



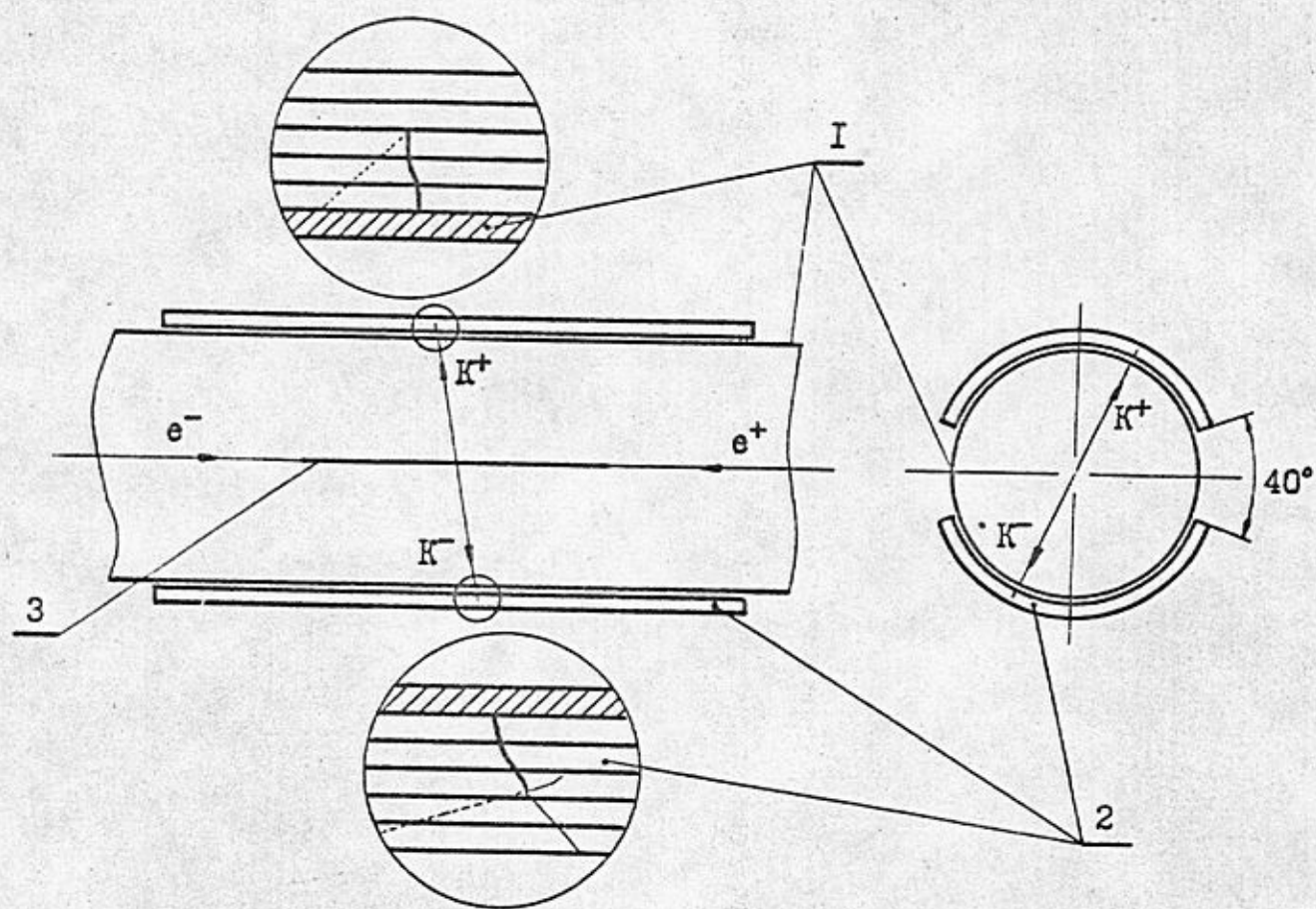


Рис. I. Схема расположения эмульсионной камеры.

I — вакуумная камера накопителя, 2 — эмульсионные слои, 3 — область взаимодействия пучков.



размеров. Для точного определения площади все слои, приготовленные к облучению, зажимались между двумя металлическими пластинами и обрабатывались на фрезерном станке. Измерение размеров осуществлялось микрометром с точностью около 10 мкм, а взвешивание слоев проводилось на аналитических весах. Для определения неоднородности слоя по толщине и плотности эмульсии проводилось измерение толщины каждого слоя в четырех точках микрометрической головкой с ценой деления 2 мкм. Известно, что тормозная способность эмульсии зависит от содержания воды в ней. Поэтому во время приготовления слоев к облучению в помещении создавалась влажность воздуха такая же, как в эксикаторе. На время облучения эмульсионные слои помещались в герметичный контейнер из нержавеющей стали с толщиной входной фольги  $0,07151(1) \text{ г/см}^2$ .

Для того, чтобы проследить траектории <sup>частиц</sup> в эмульсионной камере, на каждый слой наносилась координатная сетка, а слои фиксировались друг относительно друга путем посадки на штифты.

### 3. Измерение светимости

В эксперименте сечение реакции (I) определялось по количеству зарегистрированных каонов и измеренному интегралу светимости. Измерение светимости осуществлялось по процессу однократного тормозного излучения с помощью телескопов из проволочных пропорциональных камер /45/. Схема расположения телескопов на накопителе ВЭШ-2М показана на рис.2. Тормозные гамма-кванты образовывали в конверторе К электрон-позитронные пары, которые регистрировались координатными камерами X, Y и пропорциональной камерой C, включенными в схему совпадений. Поглотитель П задавал порог регистрации гамма-квантов около 5 МэВ. Пропорциональные камеры  $\bar{A}_1$  и  $\bar{A}_2$ , включенные в схему антисовпадений, исключали фон от заряженных частиц. Характерное



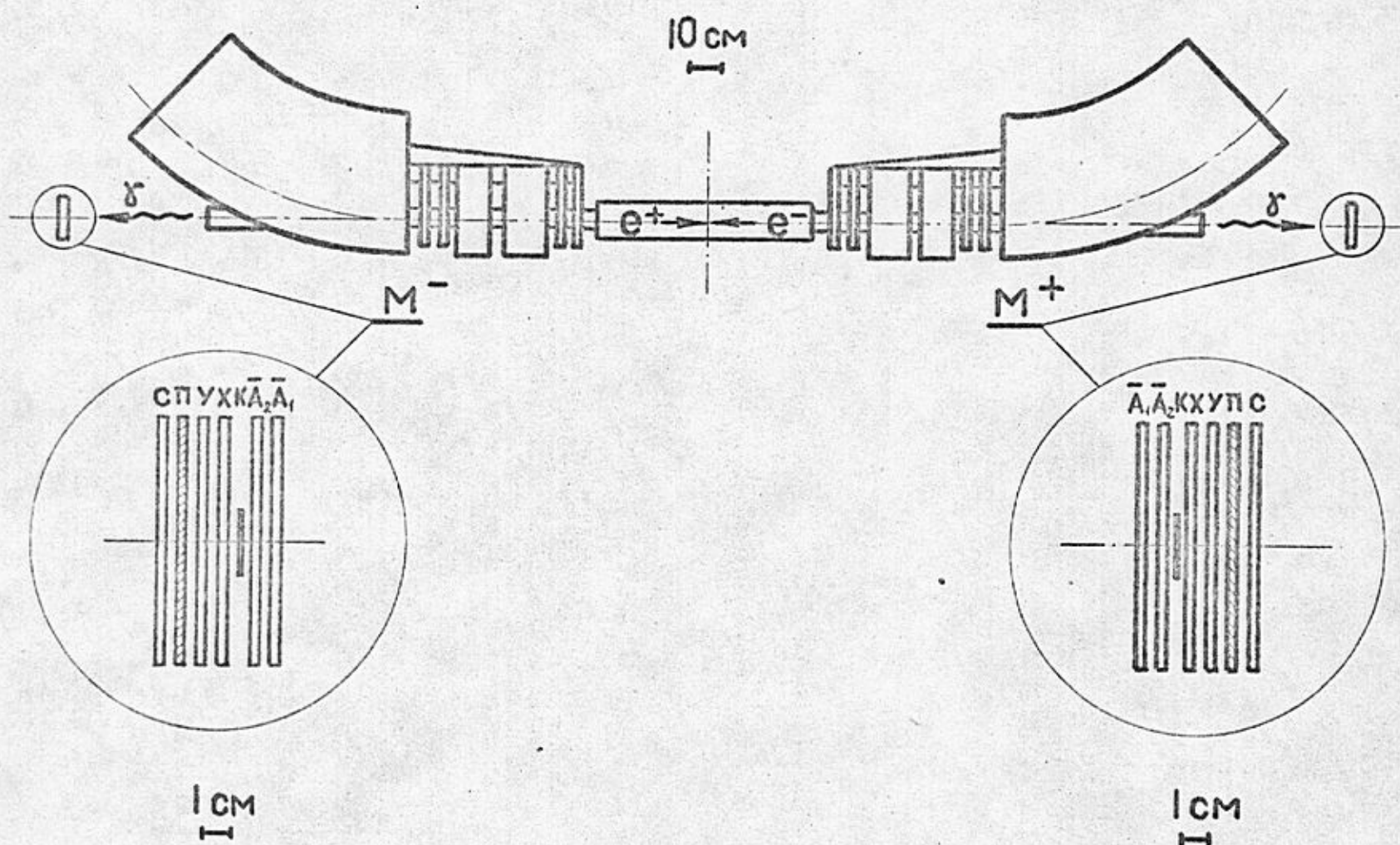


Рис.2. Схема измерения светимости по однократному тормозному облучению.

$M^+$ ,  $M^-$  — телескопы из проволочных пропорциональных камер;  $\bar{A}_1$ ,  $\bar{A}_2$  — камеры, включенные в схему антисовпадений; К — конвертор гамма-квантов, X, Y — координатные камеры; П — поглотитель; С — камера, срабатывающая от частиц, прошедших через поглотитель.



пространственное распределение частиц, зарегистрированных в координатных камерах во время сеанса облучений, приведено на рис.3. Перед облучением эмульсионных камер проводилась однозначная выстановка положения пучков в прямолинейном промежутке накопителя с помощью двух телескопов  $M^+$  и  $M^-$ , расположенных по разные стороны от места встречи. Благодаря этой процедуре можно было пренебречь зависимостью эффективности регистрации телескопов от места прохождения пучка гамма-квантов и свести до минимума краевые эффекты выпускных окон накопителя. Как будет показано ниже, точность выстановки пучков по гамма-мониторам при различных энергиях частиц в накопителе составляла примерно 0,15 мм.

При измерении светимости тормозное излучение электронов и позитронов на остаточном газе является основным фоновым процессом. Ожидаемая зависимость интеграла светимости  $\mathcal{L}^+$  и  $\mathcal{L}^-$  от полного числа зарегистрированных гамма-квантов  $N^+$  и  $N^-$ , соответственно, в  $M^+$  и  $M^-$  мониторах и от давления остаточного газа в накопителе записывается в виде

$$\mathcal{L}^{\pm} = A \cdot (N^{\pm} - B^{\pm} \cdot \int I^{\pm} p dt), \quad (2)$$

где  $A = (5,13 \pm 0,26) \cdot 10^{-7} \text{ нбн}^{-1}$  — величина, рассчитанная по хорошо известному сечению тормозного излучения с учетом поглощения гамма-квантов в стенке вакуумной камеры накопителя и эффективности регистрации телескопов,  $I^+$  и  $I^-$  — токи позитронов и электронов в накопителе, измеренные по интенсивности синхротронного излучения и  $p$  — давление остаточного газа, измеренное в прямолинейном промежутке с помощью вакуумметра. Многочисленные измерения коэффициентов  $B^+$  и  $B^-$  проводились отдельно с электронным пучком, отдельно с позитронным пучком и одновременно с двумя пучками, имеющими встречу в соседнем пря-



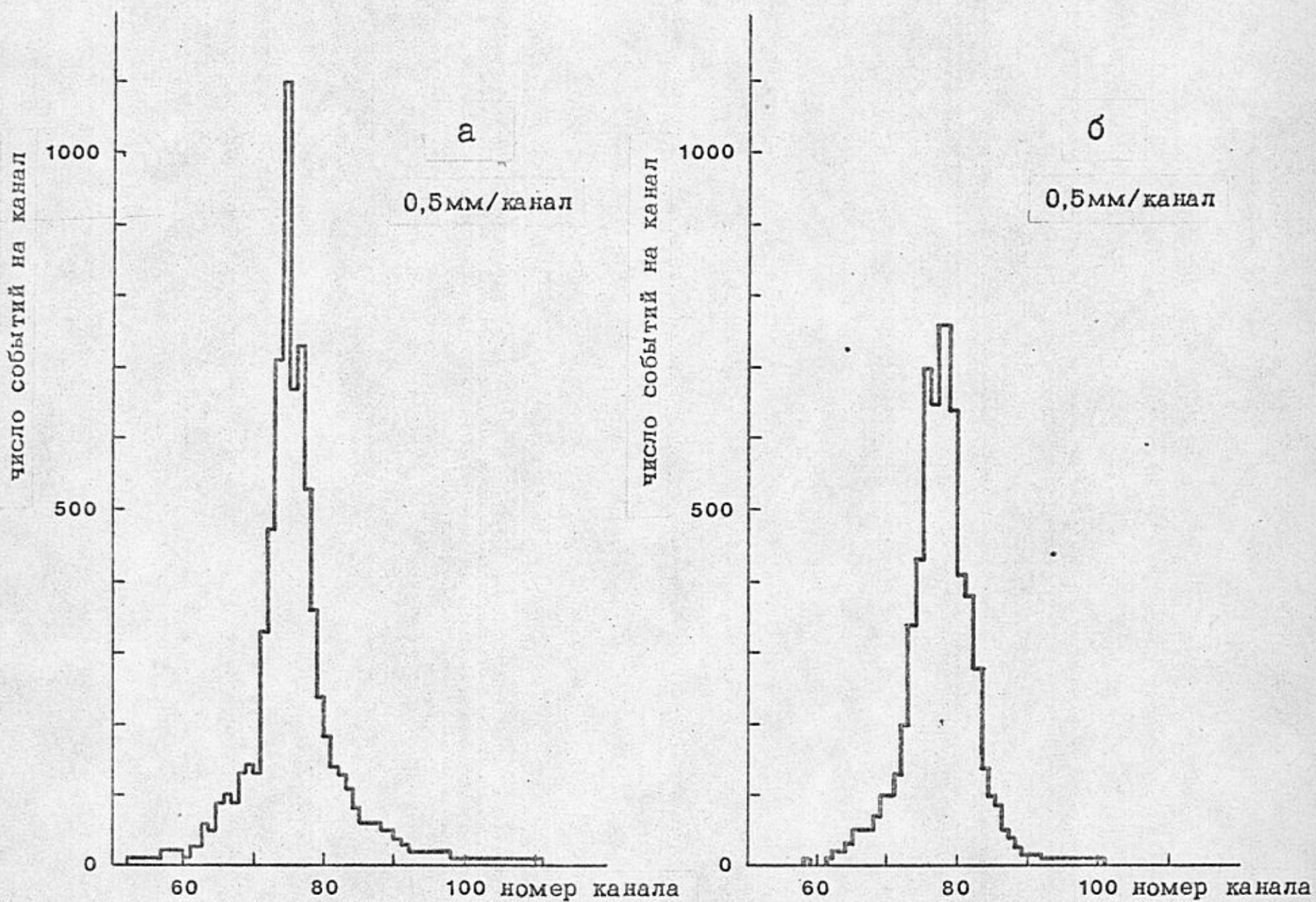


Рис.3. Характерный профиль пучка гамма-квантов на координатных камерах телескопов:  
 а - в горизонтальном направлении,  
 б - в вертикальном направлении.



молинейном промежутке. Значения коэффициентов, измеренные при различных энергиях пучков в диапазоне токов от 1 мА до 7 мА, согласовались друг с другом в пределах 5% точности. Во время облучения эмульсионных камер давление остаточного газа в накопителе не превышало  $6 \cdot 10^{-9}$  Торр. При этом давлении примесь числа фоновых гамма-квантов с полезным составляла около 30%, что приводило только к 1,5% ошибке в интеграле светимости.

#### 4. Экспозиция эмульсионных камер

В апреле 1974 года для проверки фоновых условий на накопителе ВЭШ-2М было проведено первое облучение нескольких эмульсионных камер в области энергий  $\Phi$ -мезонного резонанса. Каждая камера облучалась примерно в течении 30 минут при средних токах электронов около 6 мА и позитронов около 0,6 мА. Результаты этого облучения показали, что фоновая загрузка обусловлена следами релятивистских частиц, проходящих через эмульсию преимущественно в направлении параллельном оси пучков. Плотность релятивистских следов в эмульсии оказалась равной приблизительно  $5 \cdot 10^5$  следов/см<sup>2</sup>. Для проведения эксперимента необходимо было уменьшить фоновую загрузку в несколько раз. В июле и августе 1974 года на накопителе ВЭШ-2М были выполнены работы по уменьшению фоновой загрузки эмульсии и по отладке системы измерения светимости по однократному излучению. Для оперативных измерений фоновых условий на накопителе ВЭШ-2М использовались переносной Гейгеровский счетчик и сцинтиляционный счетчик, поставленный в месте расположения эмульсионной камеры. Результаты этих измерений показали, что фоновая загрузка эмульсионной камеры может быть уменьшена в несколько раз путем коррекции положения пучков в кольце, а постановка свинцовой защиты вдоль прямолинейного промежутка не приводит к существенному уменьшению фона.



Для того, чтобы рабочее облучение эмульсионных камер провести точно в области энергий  $\Phi$ -мезонного резонанса, необходимо поставить в соответствие энергию пучков в накопителе с величиной магнитного поля, которое измерялось датчиком ЯМР в дополнительном магните, соединенным последовательно с основными магнитами накопителя. Для этой цели в октябре 1974 года было облучено пять эмульсионных камер в предполагаемой области  $\Phi$ -мезонного резонанса. Суммарная энергия электронного и позитронного пучков в накопителе фиксировалась по величине магнитного поля и изменялась для каждой камеры примерно на 3 МэВ. В каждой энергетической точке набирался интеграл светимости около  $0,03 \text{ нбн}^{-1}$ . При просмотре камер в одной из них было найдено 25 следов заряженных каонов и по пробегам в эмульсии измерена их кинетическая энергия. Используя среднемировое значение массы заряженных каонов была определена энергия встречных пучков в накопителе при облучении данной эмульсионной камеры и найдено соответствие энергии с показаниями датчика ЯМР.

Для определения параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса в течении 1975 года на накопителе ВЭШ-2М было проведено два сеанса облучений. В первом сеансе было облучено семь эмульсионных камер при различных энергиях встречных пучков и в каждой энергетической точке набирался примерно одинаковый интеграл светимости. Во втором сеансе было облучено восемь эмульсионных камер, при экспозиции которых интеграл светимости увеличивался по мере удаления энергетической точки от значения соответствующего максимуму  $\Phi$ -мезонного резонанса. В этом эксперименте полное время экспозиции всех эмульсионных камер составило  $\sim 9$  часов при средней светимости  $8,3 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .



Для измерения средней массы заряженных каонов в апреле 1976 года были облучены две эмульсионные камеры. В этом эксперименте экспозиция эмульсионных камер начиналась сразу после измерения энергии встречных пучков методом резонансной деполаризации и продолжалась в течении примерно 30 минут.



## ГЛАВА II. ЭМУЛЬСИОННЫЙ ДЕТЕКТОР

### I. Эмульсионная камера — трековый интегральный детектор

Заряженные частицы, проходя через эмульсию, производят ионизацию в кристаллах галоидного серебра и создают в них центры скрытого фотографического изображения. При проявлении в эмульсии появляются следы заряженных частиц в виде цепочек черных зерен металлического серебра диаметром около 0,3 мкм. Плотность следов релятивистских частиц в эмульсии составляла приблизительно 30 зерен/100 мкм. В экспериментах по измерению параметров  $\Phi$ -мезона и массы заряженных каонов медленные каоны с кинетической энергией в диапазоне от 12 МэВ до 20 МэВ останавливались в эмульсионной камере, образуя следы с большой плотностью зерен.

При распаде положительных каонов /46/ на  $\mu^+\nu$  ( $63,50 \pm 0,16$ ),  $\pi^+\pi^0$  ( $21,16 \pm 0,15$ )% и  $e^+\nu\pi^0$  ( $4,82 \pm 0,09$ )% в конце их пробега наблюдается трек релятивистской частицы. Распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$  ( $5,59 \pm 0,03$ )% хорошо идентифицируется в эмульсии по трем следам заряженных пионов, лежащих в одной плоскости. Минимальная плотность следа заряженного пиона из распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$  ( $1,73 \pm 0,05$ )% составляет примерно 1,5 плотности следа релятивистской частицы. При распаде  $K^+ \rightarrow \mu^+\nu\pi^0$  ( $3,20 \pm 0,09$ )% пионы имеют широкое распределение по импульсам от 0 до 215 МэВ/с, причем приблизительно половина из них имеют плотность следа меньше, чем 1,4 плотности следа релятивистской частицы.

Отрицательные каоны в конце пробега захватываются ядрами фотоэмульсии и вызывают их расщепления. Распределение по числу вторичных заряженных частиц, образующихся при ядерном захвате каонов в эмульсии /47/, приведено на рис.4. Как видно из рисунка, распределение имеет максимум для двух частиц. Около пятнадцат-



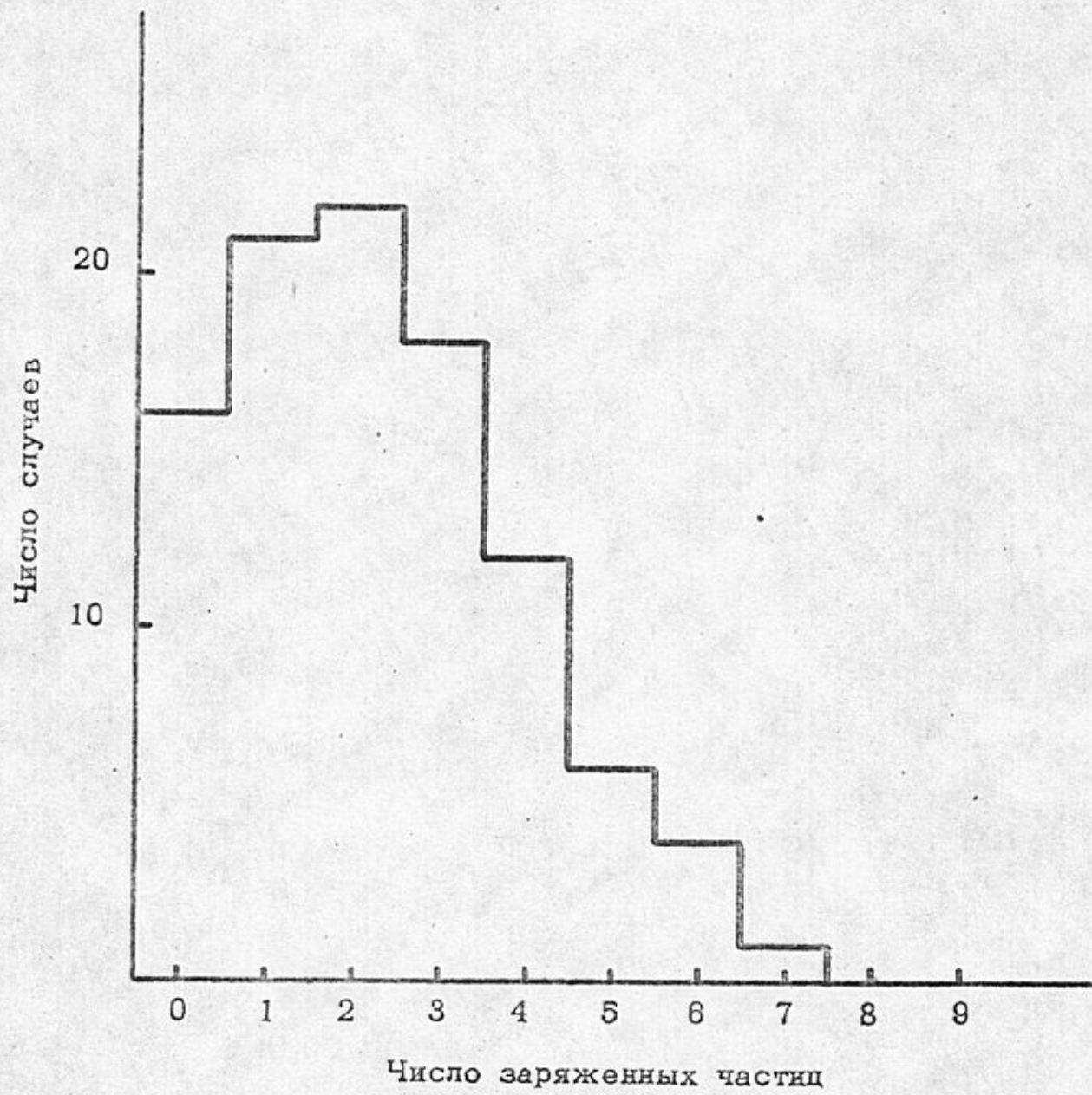


Рис.4. Распределение по числу вторичных заряженных частиц, образующихся при ядерном захвате отрицательных каонов в эмульсии /47/.



цати процентов расщеплений идет без испускания вторичных заряженных частиц.

Электроны и позитроны, выбывающие из накопителя, создают в эмульсии общую засветку следами релятивистских частиц, которые трудно принять за следы заряженных каонов, но которые затрудняют их поиск. При прохождении через  $1 \text{ см}^2$  эмульсии более, чем  $10^6$  релятивистских частиц, она становится темной и непригодной для поиска каонов. Это условие накладывает ограничение на время экспозиции эмульсии. Для того, чтобы уменьшить количество следов с большой плотностью зерен <sup>от</sup> космических частиц, имеющих переходы из одного слоя в другой, эмульсионные слои собирались в стопку только на время экспозиции.

## 2. Поиск следов заряженных каонов

Обычно наиболее трудоемкой частью эмульсионных экспериментов является просмотрная работа, которая практически не поддается автоматизации. В экспериментах по измерению параметров  $\Phi$ -мезона и массы заряженных каонов основная часть просмотрной работы была выполнена в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова двумя микроскопистами. Поиск следов заряженных каонов проводился путем сканирования по площади эмульсионных слоев. При этом использовались два различных метода.

В первом методе каоны регистрировались по следам остановившихся частиц в нескольких эмульсионных слоях, в которых, как предполагалось, остановилось большинство каонов при данной энергии встречных электрон-позитронных пучков. Затем с помощью координатной сетки производились переходы из одного эмульсионного слоя в другой и отбирались следы, которые имели продолжения во



всех слоях от места остановки до точки входа в эмульсионную камеру. Большим преимуществом этого метода является то, что опытный просмотрист практически однозначно может идентифицировать след каона по распаду или по взаимодействию с ядрами фотоэмульсии в конце пробега. К наиболее существенному недостатку следует отнести слабо контролируемую зависимость эффективности регистрации от знака заряда каонов. Дело в том, что отрицательные каоны в конце пробега образуют в эмульсии, как правило, звезды из нескольких следов заряженных частиц, обнаружить которые значительно легче, чем релятивистский след в конце пробега положительного каона.

Во втором методе каоны регистрировались по проходящим следам с большой плотностью зерен в эмульсионном слое, находящемся у стенки вакуумной камеры накопителя. Затем с помощью координатной сетки производились переходы из одного эмульсионного слоя в другой и отбирались следы, которые останавливаются внутри эмульсионной камеры. При поиске каонов по проходящим следам в эмульсии встречалось большое количество фоновых треков, которые не имели продолжения в соседние слои, и, следовательно, приходилось делать много безуспешных попыток поиска несуществующих переходов. В этом методе сильно выражена зависимость эффективности регистрации от угла входа частицы в эмульсионный слой. Резкий спад эффективности регистрации для перпендикулярных следов объясняется тем, что видимая под микроскопом проекция таких следов на плоскость эмульсии мала.



### 3. Измерение координат и углов частиц в эмульсии

В эксперименте координаты входа частицы в первый эмульсионный слой измерялись на предметном столике микроскопа с помощью нониусной шкалы. С учетом незначительных поправок на неоднозначность приклейки слоев к стеклу и на изменение габаритных размеров слоя после проявления точность определения координат следов в экспериментах составляла около 50 мкм.

Углы входа частицы в эмульсионную камеру находились по формулам

$$\varrho = \arctg(\Delta x/H), \quad (3a)$$

$$\psi = \arctg(\Delta y/H), \quad (3б)$$

где  $\Delta x$  и  $\Delta y$  — проекции следа соответственно на оси  $X$  и  $Y$  в первом эмульсионном слое,  $H$  — толщина первого эмульсионного слоя во время облучения. Ось  $X$  соответствовала направлению движения пучков в накопителе. Проекции следа на плоскость эмульсии измерялись с помощью окулярной шкалы микроскопа, откалиброванной по координатной сетке с точностью лучше 0,2%. Точность измерения углов в экспериментах зависела в основном от точности измерения толщины слоя <sup>II</sup> равнялась примерно 0,5%.

### 4. Измерение пробегов частиц в эмульсии и нержавеющей стали

В эксперименте по измерению параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса эмульсионные камеры облучались при различных энергиях встречных электрон-позитронных пучков. При минимальной энергии пучков каоны останавливались преимущественно во втором эмульсионном слое, а при максимальной энергии пучков в пятом слое.



В эксперименте по измерению массы заряженных каонов остановки происходили в основном в конце третьего слоя. Пробег частицы в эмульсии находился путем разбиения траектории на несколько сегментов. Каждый сегмент представлял собой часть траектории, проходящей в одном слое, и аппроксимировался хордой. Во всех слоях за исключением последнего хорда соединяла точку входа частицы в слой с точкой выхода, а в последнем слое точку входа с последним зерном трека. Проекция следа на плоскость эмульсии измерялись с помощью окулярной шкалы, а глубина погружения следа в эмульсии измерялась микрометрической головкой, установленной на микроскопе. Траектория частицы в стенке вакуумной камеры накопителя аппроксимировалась прямой линией, касательной к начальной части следа в эмульсии. В данных экспериментах заряженные каоны летели преимущественно в направлении перпендикулярном поверхности эмульсионных слоев и точность в определении их пробегов зависела главным образом от точности в измерении толщины слоя. Толщина каждого эмульсионного слоя измерялась в четырех точках микрометрической головкой с точностью один микрон. Так как точность этих измерений явно не достаточна для проведения экспериментов, в данной работе измерялась еще и средняя толщина эмульсионного слоя в  $\text{г/см}^2$  путем взвешивания и определения габаритных размеров с точностью 0,03%. Длина хорды в  $\text{г/см}^2$  в  $i$ -эмульсионном слое и в нержавеющей стали определялась по формулам

$$\lambda_i = h_i z_i \sqrt{1 + \left(\frac{L_i}{h_i H_i}\right)^2}, \quad (4a)$$

$$\lambda_c = z_c \sqrt{1 + \left(\frac{L_c}{h_c H_c}\right)^2}, \quad (4б)$$



где  $t_i, H_i$  - толщина  $z_i$  - эмульсионного слоя соответственно в г/см<sup>2</sup> и мкм;

$t_c$  - суммарная толщина стенки вакуумной камеры накопителя и стенки герметичного контейнера;

$l_i$  - проекция следа на плоскость эмульсии в  $z_i$  -слое;

$h_i$  - отношение глубины, на которой произошла остановка частицы, к толщине слоя в  $z_i$  -слое.

Величина  $h_i$  отлична от единицы только в слое  $n$ , в котором остановилась частица. Пробег каонов в эмульсии и в нержавеющей стали определялся из соотношений

$$L_{эм} = (1 + \delta_{эм}) \cdot \sum_{i=1}^n l_i \quad (5a)$$

$$L_c = (1 + \delta_c) \cdot L_c, \quad (5б)$$

где  $\delta_{эм}, \delta_c$  - поправки, обусловленные многократным рассеянием каонов в веществе, конечным временем жизни каонов и неоднородностью эмульсионных слоев по толщине.

### 5. Калибровка эмульсии и нержавеющей стали

Калибровка соотношения пробег-энергия в эмульсии БР-2 нержавеющей стали XI8N10T проводилась на накопителе НАП-М Института ядерной физики СО АН СССР протонами с энергией 40 МэВ. Накопитель НАП-М на энергию протонов до 150 МэВ является установкой, созданной для изучения электронного охлаждения /48/. Процесс охлаждения протонов в накопителе сопровождается образованием нейтральных атомов водорода вследствие рекомбинации протонов и электронов во взаимодействующих пучках. Эти атомы, имеющие скорость протонов, выводились из на-



копителя через вакуумный канал длиной около 5 метров. В конце канала пучок нейтральных атомов водорода пересекал поперечное магнитное поле, в котором происходила их ионизация с последующим отклонением протонов на угол  $\sim 0,13$  рад. Затем протоны проходили через выходную фольгу канала из нержавеющей стали X18H10T толщиной  $0,12621(2)$  г/см<sup>2</sup> и регистрировались в эмульсионной камере.

Энергия протонов в накопителе измерялась двумя независимыми методами. В первом методе кинетическая энергия протонов определялась по длине орбиты и частоте обращения протонного пучка в накопителе и оказалась равной  $39,99(6)$  МэВ. Во втором методе использовался тот факт, что образование нейтральных атомов водорода в результате рекомбинации протонов и электронов происходит при условии, что они имеют одинаковые скорости с точностью лучшей  $0,01\%$ . Следовательно, отношение энергии протонов к энергии электронов равняется отношению их масс. Энергия электронов измерялась по напряжению между катодом и анодом в электронной пушке с помощью омического делителя прецизионным цифровым вольтметром. Кинетическая энергия протонов, измеренная этим методом, оказалась равной  $40,03(6)$  МэВ. Таким образом, среднее значение кинетической энергии, измеренное двумя независимыми методами, во время облучения эмульсионных камер составляло  $40,01(4)$  МэВ.

Для калибровки соотношения пробег-энергия в эмульсии и нержавеющей стали на накопителе НАП-М было облучено две эмульсионные камеры. Первая камера состояла из шестнадцати, а вторая из десяти эмульсионных слоев размером  $30 \times 30$  мм<sup>2</sup> и толщиной  $\sim 400$  мкм. Во второй камере между вторым и третьим слоем был вставлен замедлитель из нержавеющей стали толщиной



$1,03625(10)$  г/см<sup>2</sup>. Толщина каждого эмульсионного слоя измерялась в г/см<sup>2</sup> с точностью примерно  $3 \cdot 10^{-4}$ . На время облучения эмульсионные слои помещались в герметичный контейнер с толщиной входной фольги  $0,07192(1)$  г/см<sup>2</sup>. При облучении эмульсионных камер угол между направлением движения протонов и перпендикуляром к поверхности слоя составлял  $\sim 0,13$  рад. Поиск протонов в каждой эмульсионной камере проводился в первом слое по проходящим следам. Всего в первой камере было зарегистрировано 83 протона, которые останавливались преимущественно в двенадцатом слое, а во второй 39 протонов, которые останавливались в основном в седьмом слое. С учетом незначительных поправок на многократное рассеяние в нержавеющей стали и эмульсии средние пробеги протонов оказались равными: в первой камере  $0,2000(1)$  г/см<sup>2</sup> (входные фольги),  $2,1442(37)$  г/см<sup>2</sup> (эмульсия); во второй камере  $0,1999(1)$  г/см<sup>2</sup> (входные фольги),  $0,3132(1)$  г/см<sup>2</sup> (эмульсия перед замедлителем),  $1,0482(2)$  г/см<sup>2</sup> (замедлитель),  $0,7444(53)$  г/см<sup>2</sup> (эмульсия после замедлителя).

#### 6. Соотношения пробег-энергия

Соотношения пробег-энергия в эмульсии БР-2 и нержавеющей стали Х18Г10Т были получены на основе результатов калибровки и существующих экспериментальных данных по пробегу частиц в эмульсии *Ilford G-5*, сходной по своему химическому составу с эмульсией БР-2. Химический состав стандартной эмульсии *Ilford G-5* /49/ и эмульсии БР-2 /50/ приведен в таблице 3. Для эмульсии БР-2 приведен усредненный элементный состав по 18 партиям при относительной влажности воздуха 58%. Как видно из таблицы 3 химические составы эмульсий несуществен-



Таблица 3

Химический состав стандартной эмульсии *Ilford G-5/49/*  
и эмульсии БР-2 /50/

Элемент	$Z_i$	$A_i$	$\rho_i, \text{г/см}^2$	
			<i>Ilford G-5</i>	БР-2
<i>I</i>	53	126,9045	0,0119	0,005
<i>Ag</i>	47	107,868	1,8088	1,863(32)
<i>Bz</i>	35	79,904	1,3319	1,375(24)
<i>S</i>	16	32,06	0,0072	0,0024
<i>O</i>	8	15,9994	0,2522	0,261
<i>N</i>	7	14,0067	0,0737	0,090(3)
<i>C</i>	6	12,011	0,2757	0,281(8)
<i>H</i>	1	1,008	0,0538	0,0509(16)
Плотность эмульсии			3,8152	3,9283(58)



но отличаются друг от друга. Наиболее точные данные по пробегу заряженных частиц в широком диапазоне начальных скоростей были получены в эмульсии *Ilford G-5* в связи с экспериментами по измерению масс стабильных частиц /51, 52/. Эти данные приведены в таблице 4 в эквивалентных энергиях  $\tilde{Z}$  и пробегах  $\lambda$  протонов.

Как хорошо известно, расхождение экспериментальных данных по пробегу частиц в различных веществах с расчетной величиной достигает при некоторых энергиях одного-двух процентов. Поэтому в данной работе при вычислении соотношений пробег-энергия в эмульсии и нержавеющей стали в теоретическую формулу для энергетических потерь частиц в веществе были введены три свободных параметра. Оптимальные значения этих параметров находились из сравнения с экспериментальными данными методом наименьших квадратов.

Тормозная способность заряженной частицы в среде, которая является соединением или смесью различных химических элементов, находилась по формулу

$$S = \sum S_i \rho_i / \rho, \quad (3)$$

где  $\rho = \sum \rho_i$  — плотность среды,  $S_i$ ,  $\rho_i$  — тормозная способность и плотность  $i$ -химического элемента в среде. Нарушение закона аддитивности (3) наблюдалось во многих химических соединениях /53/. В частности, в изоляторах  $Al_2O_3$ ,  $S_iO_2$  и люците отклонение от аддитивности при энергии протонов от 4 МэВ до 30 МэВ достигает 3% /54/. Энергетические <sup>потери</sup> частицы с зарядом  $z \cdot e$  и массой много большей массы электрона  $m_e$ , движущейся со скоростью  $\beta c$  ( $\beta \gg 1/137$ ) в веществе с зарядовым и массовым числами  $Z_i$  и  $A_i$  определялись по формуле /55/.



Экспериментальные данные по пробегу частиц с  
единичным положительным зарядом в эмульсии  
*Irford G-5* в эквивалентных энергиях и пробегах  
протонов /51, 52/

Частица	$\Sigma$ , МэВ	$\beta$	$\lambda$ , г/см <sup>2</sup>	Работа
$p$	2,421	0,0717	0,02056(23)	/51/
$t$	2,450	0,0721	0,02124(13)	/51/
$d$	5,477	0,1076	0,07806(24)	/51/
$p$	13,96	0,1706	0,3771(28)	/51/
$p$	18,847	0,1975	0,6398(8)	/52/
$p$	21,21	0,2091	0,7844(19)	/51/
$\mu^+$	36,55	0,2713	2,0392(84)	/51/
$\pi^+$	555,6	0,7782	201,20(67)	/52/
$\pi^+$	600,3	0,7925	226,7(1,3)	/52/
$\pi^+$	619,7	0,7983	237,87 (92)	/52/



$$S_i = \frac{D \cdot z_i}{A_i} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left[ \ln\left(\frac{2me\beta^2 \gamma^2}{I(z_i)}\right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta, z_i)}{z} - \frac{C(\beta, z_i)}{z_i} \right] (1 + D(\beta, z_i)), \quad (4)$$

где  $D = 0,30708 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 \text{г}^{-1}$ ;  $I, \delta, C, D$  — феноменологические функции. Параметр  $I(z_i)$  характеризует энергию связи электронов в веществе. Функция  $\delta(\beta, z_i)$ , учитывающая эффект плотности, в нашем случае пренебрежимо мала. Функция  $C(\beta, z_i)$  учитывает поправки на уровни и играет существенную роль при скорости частицы меньшей скорости самых быстрых электронов в веществе. Для описания функции  $C(\beta, z_i)$  в данной работе были использованы результаты расчетов, выполненных с использованием статистической атомной модели /56/. Поправки, связанные с учетом высших порядков по теории возмущения, описываются функцией  $D(\beta, z_i)$ . Этот эффект становится важным при малых скоростях, когда величина  $z/\beta$  сравнивается с 137. Для релятивистской частицы с единичным зарядом  $D$  порядка 1%, причем положительно заряженная частица теряет энергию быстрее, чем отрицательная. В данной работе учитывались поправки к тормозной способности пропорциональные  $z^3$  и  $z^4$  согласно результатам работ /57, 58/.

Для построения полуэмпирического соотношения пробег-энергия, хорошо описывающего экспериментальные данные, формула для тормозной способности эмульсии записывалась в модифицированной форме

$$S = D \left(\frac{z}{A}\right) (1/\beta^2) \left[ \ln\left(\frac{2me\beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - V \cdot C(H, \beta) \right] (1 + D(\beta, \bar{z})), \quad (5)$$

где  $I, V, H$  — свободные параметры,  $\bar{z} = \sum z_i \rho_i / \rho$ ,

$$\left(\frac{z}{A}\right) = \sum \frac{z_i \rho_i}{A_i \rho}, \quad C(\beta) = \sum \frac{C(\beta, z_i) \cdot \rho_i}{A_i \rho \cdot \left(\frac{z}{A}\right)}.$$



Так как формула (5) не пригодна для  $\beta \lesssim 1/137$ , начальный участок кривой пробег-энергия для эмульсии находился по эмпирической формуле /59/

$$\lambda_T(z) = 0,00023 + 0,00526 \cdot z^{3/2}, \quad (6)$$

где  $\lambda_T$  - пробег протонов в г/см<sup>2</sup>,  $z$  - кинетическая энергия протона. Соотношение пробег-энергия для протонов с энергией больше 1 МэВ вычислялось по формуле

$$\lambda_T(z) = 0,00549 + \int_1^z \frac{dz'}{S}. \quad (7)$$

Наилучшее согласие экспериментальных результатов по пробегу частиц в эмульсии *Ilford G-5*, приведенных в таблице 4, достигалось при значении свободных параметров  $I = 320 \pm 2$  эВ,  $V = 0,6 \pm 0,1$ ,  $H = 0,82 \pm 0,04$ . Значение среднего потенциала ионизации  $I$  находится в удовлетворительном согласии с величиной  $33I \pm 6$  эВ, полученной для эмульсии *Ilford G-5* в работе /51/. На рис. 5 показано отклонение экспериментальных пробегов от теоретической кривой, рассчитанной по формуле (7) с оптимальными параметрами  $I$ ,  $V$  и  $H$  в зависимости от первоначальной скорости частицы.

Перед тем, как приступить к расчету соотношения пробег-энергия в эмульсии БР-2, следует отметить, что реальный химический состав эмульсии в конкретной партии изменяется за счет различного содержания воды в ней, а в различных партиях, как видно из таблицы 3, в основном от содержания кристаллов бромистого серебра. При изменении содержания воды в эмульсии БР-2 приращение ее объема  $\Delta V$  к приращению веса  $\Delta P_{H_2O}$  равняется /50/

$$\Delta V / \Delta P_{H_2O} = K = 0,843 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \quad (8)$$

Плотность отдельных химических элементов в эмульсии



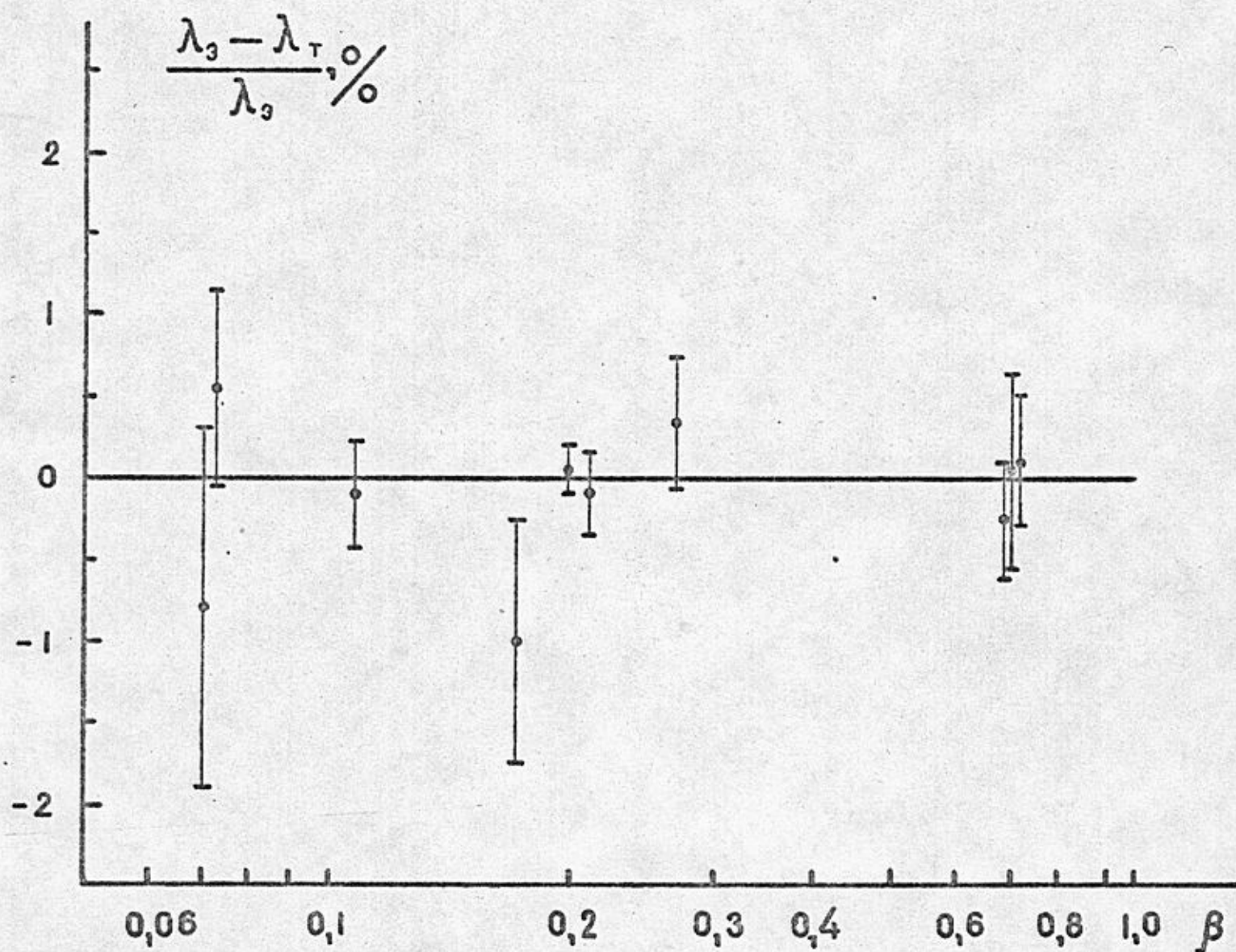


Рис.5. Сравнение экспериментальных данных по пробегу частиц в эмульсии *Ilford G-5 /5I,52/* с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (7) с  $I = 320$  эВ,  $V = 0,6$  и  $H = 0,82$ . ( В эксперименте по измерению параметров  $\Phi$ -мезона каоны имели скорость в диапазоне от 0,22с до 0,28с, а калибровка эмульсии БР-2 проводилась протонами с  $\beta = 0,2831$ ).



записывалась в виде

$$\begin{aligned}
 \rho_I &= \rho_I^T \cdot R, \\
 \rho_{Ag} &= \left( \rho_{Ag}^T + \frac{A_{Ag}}{A_{Ag} + A_{Bz}} \cdot \Delta \rho_{AgBz} \right) \cdot R, \\
 \rho_{Bz} &= \left( \rho_{Bz}^T + \frac{A_{Bz}}{A_{Ag} + A_{Bz}} \cdot \Delta \rho_{AgBz} \right) \cdot R, \\
 \rho_S &= \rho_S^T \cdot R, \\
 \rho_O &= \left( \rho_O^T + \frac{A_O}{2A_H + A_O} \cdot \Delta \rho_{H_2O} \right) \cdot R, \\
 \rho_N &= \rho_N^T \cdot R, \\
 \rho_C &= \rho_C^T \cdot R, \\
 \rho_H &= \left( \rho_H^T + \frac{2A_H}{2A_H + A_O} \cdot \Delta \rho_{H_2O} \right) \cdot R,
 \end{aligned} \tag{9}$$

где  $R = \frac{1 - k\rho}{1 - k(\rho^T + \Delta \rho_{AgBz})}$ ,  $\rho$  - измеренная плотность эмульсии,  $\rho_i^T$  - плотность отдельных химических элементов, приведенных в таблице 3,  $\rho^T = \sum \rho_i^T$ . Используя соотношение (8), изменение плотности воды в эмульсии определялось следующим образом

$$\Delta \rho_{H_2O} = \frac{\rho - \rho^T - \Delta \rho_{AgBz}}{1 - k\rho} \tag{10}$$

Соотношения пробег-энергия в эмульсии БР-2 и нержавеющей стали находились по формуле (7). Ввиду малого различия химических составов эмульсий *Ilford G-5* и БР-2 при расчете тормозной способности последней значения параметров  $V$  и  $H$  принимались равными  $V = 0,6 \pm 0,1$  и  $H = 0,82 \pm 0,04$ . Средний потенциал ионизации находился по формуле

$$\ln I = \ln 320 + \left[ \sum \left( \rho_i / \rho - \rho_i^G / \rho^G \right) z_i \ln I(z_i) / A_i \right] / (Z/A), \tag{11}$$

где  $\rho_i^G$  - плотность элементов в стандартной эмульсии *Ilford G-5* и  $I(z_i) \approx 16 \cdot z_i^{0,9} / 46$ . Величина  $\frac{\Delta \rho_{AgBz}}{\rho}$  являлась свободным параметром. Для нержавеющей стали значение среднего потенциала ионизации  $I$  являлось свободным параметром, а параметры  $V$  и  $H$  приравнивались единицы так, как нержавеющая сталь представляет собой сплав, а для сплавов закон аддитив-



ности выполняется с большей точностью, чем для химических соединений. Химический состав нержавеющей стали Х18Н10Т приведен в таблице 5.

Из результатов калибровки эмульсии БР-2 и нержавеющей стали Х18Н10Т методом наименьших квадратов были получены следующие значения свободных параметров.

$$\Delta \rho_{AgBr} = 0,035 \pm 0,005 \text{ г/см}^2,$$

$$I_{Х18Н10Т} = 275 \pm 5 \text{ эВ.}$$

Соотношения пробег-энергия для протонов в эмульсии БР-2 с плотностью  $\rho = 3,783 \text{ г/см}^3$  и в нержавеющей стали Х18Н10Т приведены в таблице 6 в диапазоне энергий от 2 МэВ до 50 МэВ. На рис. 6 показана зависимость  $\Delta \lambda / \lambda$  от скорости частицы при 1% изменении плотности эмульсии за счет содержания воды и бромистого серебра.



Таблица 5

Химический состав нержавеющей стали Х18Н10Т  
(ГОСТ 5632-61)

Элемент	$Z_i$	$A_i$	$\rho_i / \rho$
C	6	12,011	< 0,0012
Si	14	28,086	< 0,008
P	15	30,974	< 0,00035
S	16	32,06	< 0,0002
Cr	24	51,996	0,18 $\pm$ 0,01
Mn	25	54,938	0,015 $\pm$ 0,005
Fe	26	55,847	0,10 $\pm$ 0,01
Ni	28	58,71	0,705 $\pm$ 0,015
Cu	29	63,55	< 0,003



Таблица 6

Соотношения пробег-энергия в эмульсии БР-2 с плотностью  
 $\rho = 3,7832/\text{см}^2$  и в нержавеющей стали Х18Н10Т  
 для протонов

$\Sigma$ , МэВ	$\beta$	$\lambda$ , г/см <sup>2</sup>		$\Sigma$ , МэВ	$\beta$	$\lambda$ , г/см <sup>2</sup>	
		БР-2	Х18Н10Т			БР-2	Х18Н10Т
2,0	0,06519	0,01520	0,01506				
2,5	0,07285	0,02155	0,02118	13,0	0,16476	0,3330	0,3199
3,0	0,07978	0,02882	0,02817	14,0	0,17084	0,3782	0,3633
3,5	0,08613	0,03696	0,03600	15,0	0,17670	0,4260	0,4091
4,0	0,09204	0,04594	0,04464	16,0	0,18235	0,4762	0,4573
4,5	0,09759	0,05575	0,05400	17,0	0,18782	0,5289	0,5078
5,0	0,10283	0,06633	0,06423	18,0	0,19311	0,5840	0,5606
5,5	0,10780	0,07769	0,07513	19,0	0,19825	0,6414	0,6157
6,0	0,11255	0,08980	0,08675	20,0	0,20324	0,7012	0,6730
6,5	0,11710	0,10265	0,09909	22,5	0,21515	0,8608	0,8259
7,0	0,12147	0,11624	0,11212	25,0	0,22635	1,0345	0,9924
7,5	0,12567	0,13054	0,12584	27,5	0,23694	1,2220	1,1720
8,0	0,12976	0,14556	0,14024	30,0	0,24699	1,4230	1,3646
8,5	0,13370	0,16127	0,15531	32,5	0,25659	1,6372	1,5699
9,0	0,13752	0,17767	0,17104	35,0	0,26576	1,8644	1,7877
9,5	0,14123	0,19476	0,18742	37,5	0,27456	2,1043	2,0176
10,0	0,14484	0,21253	0,20445	40,0	0,28303	2,3567	2,2596
11,0	0,15179	0,25006	0,24043	42,5	0,29118	2,6215	2,5134
12,0	0,15842	0,29022	0,27893	45,0	0,29906	2,8983	2,7788
				50,0	0,31405	3,4876	3,3439



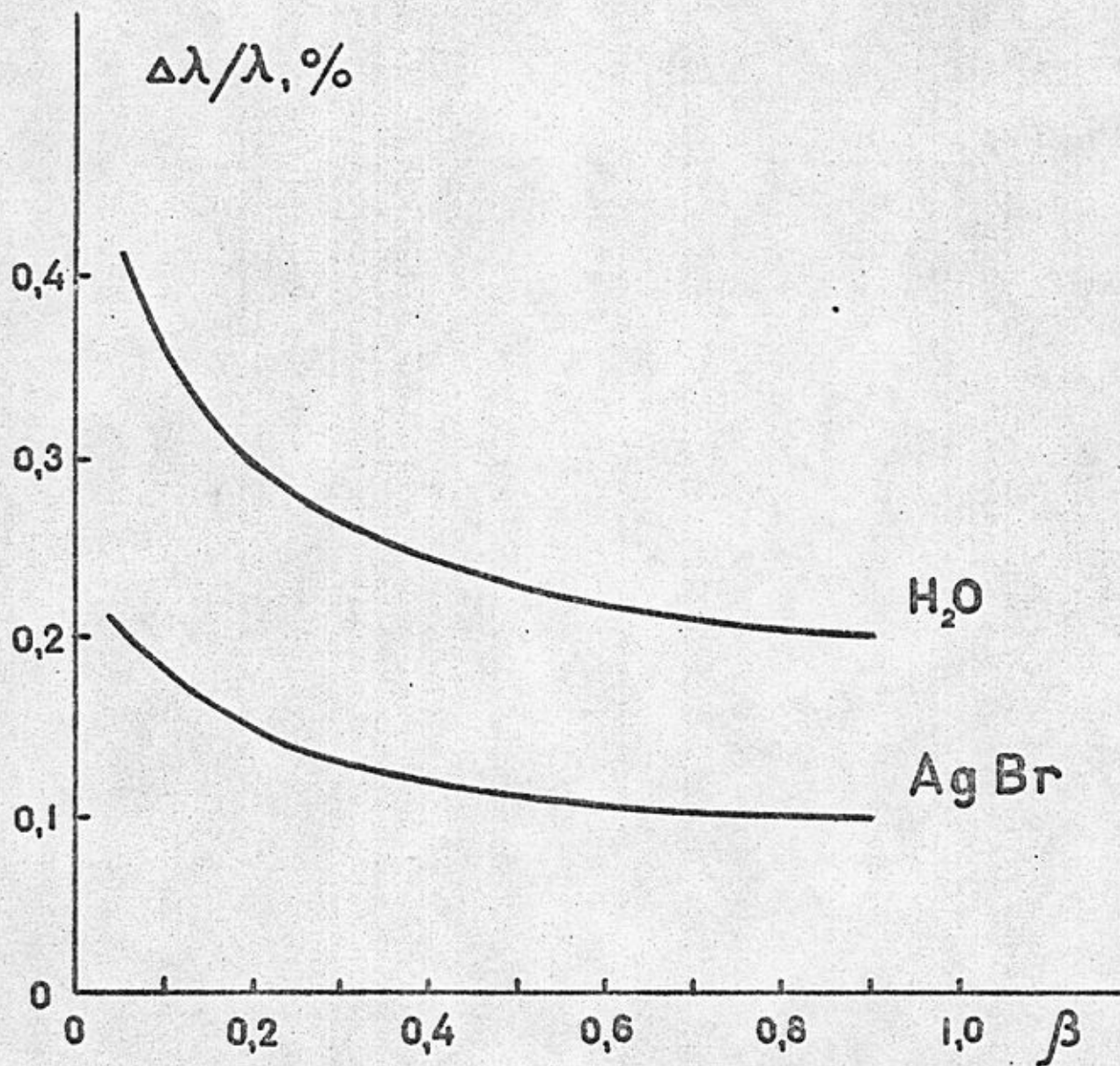


Рис. 6. Относительное изменение пробегов частиц в эмульсии БР-2 при однопроцентном увеличении плотности за счет содержания воды и бромистого серебра. — скорость частицы.



## ГЛАВА III. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ $\Phi$ -МЕЗОННОГО РЕЗОНАНСА

### I. Обработка экспериментальных данных

В 1975 году для измерения параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса было проведено два сеанса облучений. В первом сеансе было облучено семь эмульсионных камер при различных фиксированных энергиях встречных пучков в области энергий  $\Phi$ -мезонного резонанса и набран суммарный интеграл светимости  $0,87 \text{ нбн}^{-1}$ . Поиск следов заряженных каонов производился в верхней и нижней секциях эмульсионной камеры путем сканирования по площади слоев. Заряженные каоны регистрировались по следам остановившихся частиц в нескольких слоях, в которых останавливается основная часть каонов при данной энергии встречных пучков. Во всех эмульсионных камерах было найдено 662 следа заряженных каонов. Разделение частиц по знаку осуществлялось по характерному виду распадов положительных каонов и по характерному виду взаимодействия отрицательных каонов с ядрами фотоэмульсии в конце пробега.

В эксперименте кинетическая энергия частиц определялась по пробегу только положительных каонов. Это связано с тем, что ионизационные потери зависят от знака заряда частиц, а соотношения пробег-энергия, как указывалось выше были построены для частиц с положительным зарядом.

Средняя энергия частиц в накопителе, при которой проводилось облучение эмульсионной камеры, находилась из соотношения

$$2E_i = 2M_K + 2(\bar{T}_i + \delta_i) + \bar{\omega}_i, \quad (12)$$

где  $\bar{T}_i$  - средняя кинетическая энергия положительных каонов,  $M_K = 493,668 \pm 0,018 \text{ МэВ}$  - среднемировое значение массы заряжен-



ных каонов /46/,  $\delta_i$  - поправка, обусловленная наличием энергетического разброса частиц в накопителе и зависимостью сечения рождения каонов от энергии,  $\bar{\omega}_i$  - поправка, связанная с радиационными эффектами. Поправка  $\delta_i$  имеет отрицательное значение на левом склоне резонансной кривой и положительное значение на правом склоне. Для вычисления поправки были использованы результаты работы /60/.

Энергия встречных пучков при облучении каждой эмульсионной камеры фиксировалась по величине магнитного поля, которое измерялось датчиком ЯМР в дополнительном магните, включенном последовательно с основными магнитами накопителя. Для того, чтобы найти соответствие между значением энергии  $E_i$ , измеренной эмульсионным методом, и частотой датчика ЯМР  $f_i$ , отношение  $E_i/f_i$  в семи энергетических точках аппроксимировалось зависимостью

$$E_i/f_i = C + D \cdot (f_i - f_c), \quad (13)$$

где  $f_c = 8,995$  МГц. Значения свободных параметров, найденные методом наименьших квадратов, оказались равными  $C = 56,7056 \pm 0,0016$  МэВ/МГц и  $D = -0,41 \pm 0,09$  МэВ/МГц<sup>2</sup>. Большая величина  $\chi^2 = 8,7$  при пяти степенях свободы ( $P(\chi^2) = 0,12$ ) не дает уверенности в том, что по показаниям датчика ЯМР можно с достаточно высокой точностью определять относительные изменения энергии частиц в накопителе.

Поиск следов заряженных каонов осуществлялся двумя наблюдателями, один из которых просматривал верхнюю секцию эмульсионной камеры, а другой нижнюю. Так как в реакции (I) каоны вылетают из места встречи в диаметрально противоположных направлениях, число общих событий  $N_{12}$ , то есть число распадов  $\Phi$ -мезона, у которых оба каона зарегистрированы в



Эмульсионной камере, находилось путем сопоставления следов из верхней и нижней секций по координатам и углам на входе в эмульсионную камеру. Этот метод позволил, во-первых, определить эффективность просмотра, во-вторых, с высокой точностью определить положение и размеры области взаимодействия пучков. Количество общих событий в этом методе находится просто и однозначно, когда число зарегистрированных каонов в эмульсионной камере мало. При большом числе зарегистрированных каонов в камере возникает неоднозначность в определении величины  $N_{12}$ , связанная с перепутыванием каонов из разных актов взаимодействия. В этом случае величина  $N_{12}$  находится более сложным образом с привлечением метода максимального правдоподобия, который более подробно будет описан ниже. Так как число зарегистрированных каонов в каждой эмульсионной камере в первом сеансе было невелико, то количество общих событий находилось по числу коллинеарных событий.

Геометрическая схема эксперимента и принятая система координат изображена на рис. 7. Для исключения краевых эффектов следы каонов, найденные на расстоянии меньше 3 мм от края эмульсионных слоев, не использовались при дальнейшей обработке. Так как в эксперименте регистрировались частицы, прошедшие стенку вакуумной камеры и первый эмульсионный слой, то при отборе следов по углу  $\varrho_1$  и  $\varrho_2$  были введены следующие ограничения  $|\varrho_1| < \varrho_{max}$  и  $|\varrho_2| < \varrho_{max}$ , связанные с конечным пробегом каонов. В зависимости от энергии встречных пучков величина  $\varrho_{max}$  изменялась от 0,5 рад до 0,9 рад. Отбор следов по углам  $\psi_1$  и  $\psi_2$  проводился с учетом положения пучков в прямолинейном промежутке по следующим критериям

$$|\psi_1 + \varrho/R \cdot \sin(\varrho_1/R - \varphi_0)| < 3\theta_0, \quad (I4a)$$



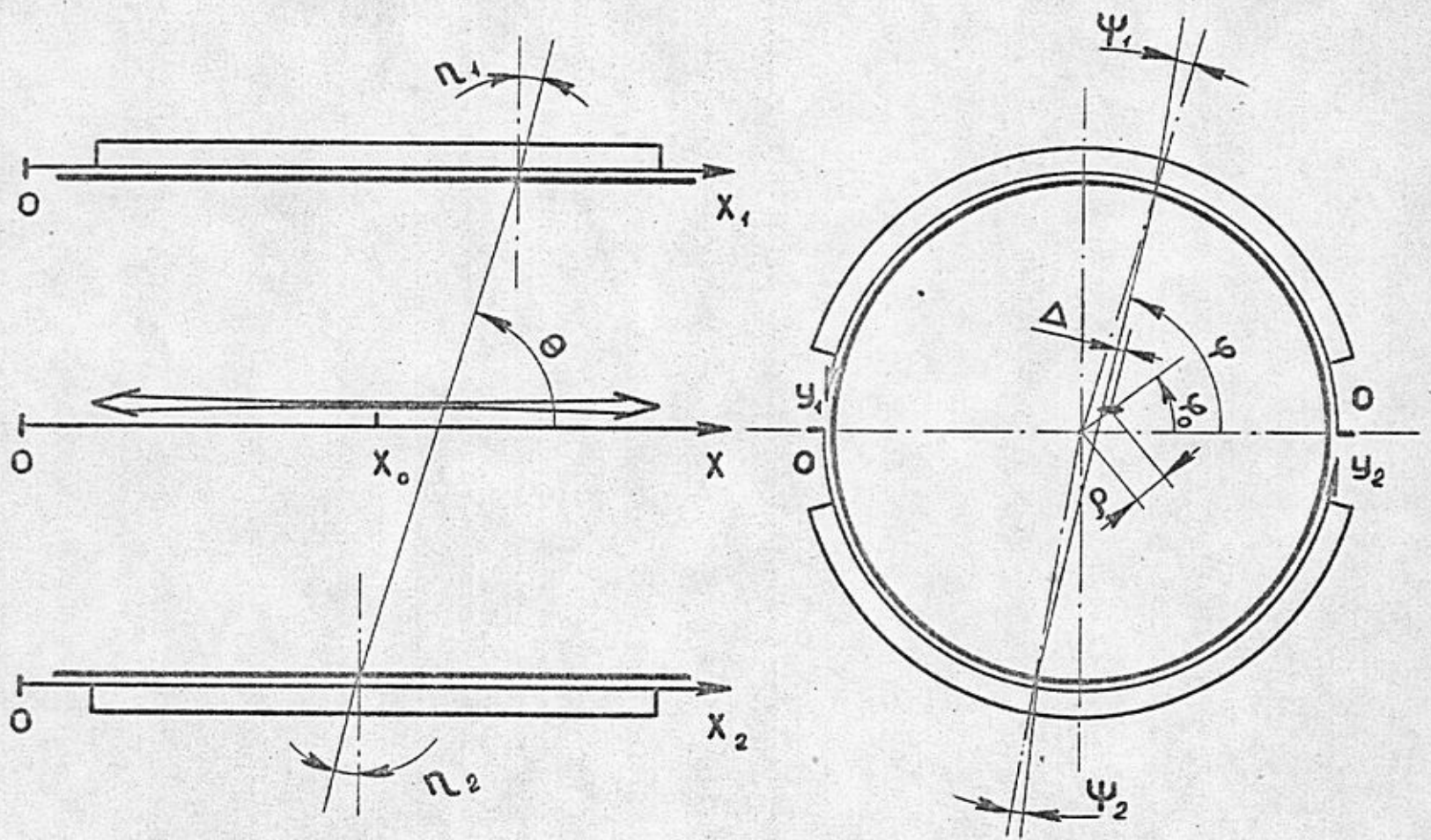


Рис.7. Геометрическая схема эксперимента:

$x_1$ ,  $y_1$ ,  $\rho_1$ ,  $\psi_1$  — координаты и углы следов на входе в верхнюю секцию эмульсионной камеры;

$x_2$ ,  $y_2$ ,  $\rho_2$ ,  $\psi_2$  — координаты и углы следов на входе в нижнюю секцию;  $x_0$ ,  $\rho$ ,  $\psi_0$  — координаты центра области взаимодействия пучков в цилиндрической системе;  $x$ ,  $\Delta$  — координаты места рождения каонов и  $\theta$ ,  $\varphi$  — углы вылета каонов из места встречи.



$$|\psi_2 - \varrho/R \cdot \sin(\psi_2/R - \psi_0)| < 3\theta_0, \quad (I46)$$

где  $\theta_0 \approx 0,1$  рад - угол многократного рассеяния в нержавеющей стали и  $R$  - радиус вакуумной камеры накопителя. Количество выброшенных следов по критериям (I4a) и (I46) в эксперименте составляет несколько процентов, что находится в хорошем согласии с ожидаемым числом однократно рассеянных каонов в стенке вакуумной камеры. Отсюда можно сделать вывод, что в эксперименте пренебрежимо мало количество следов, имитирующих заряженные каоны и выходящих не из места встречи пучков, хотя при этом количество релятивистских следов, проходящих через эмульсию главным образом параллельно оси пучка, составляло примерно  $10^5$  следов/см<sup>2</sup>.

Сечение реакции (I) определялось по формуле

$$\sigma(K^+K^-) = N_1 N_2 / (N_{12} \Omega \mathcal{L}), \quad (I5)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  - число зарегистрированных каонов в верхней и нижней секциях эмульсионной камеры,  $N_{12}$  - число распадов  $\Phi$ -мезона, у которых оба каона зарегистрированы в эмульсионной камере,  $\Omega$  - вероятность попадания каонов в просмотренные слои и  $\mathcal{L}$  - интеграл светимости при данной энергии встречных пучков. Число зарегистрированных распадов  $\Phi \rightarrow K^+K^-$  в каждой эмульсионной камере находилось по формуле

$$N_p = N_1 + N_2 - N_{12} \quad (I6)$$

Полное число зарегистрированных распадов в первом сеансе оказалось равным  $456 \pm 12$ . В таблице 7 для каждого фиксированного значения частоты датчика ЯМР приведены: интеграл светимости  $\mathcal{L}$ , число найденных в эмульсионной камере следов заряженных каонов  $N_1 + N_2$ , измеренная по пробегаем каонов суммарная энергия пучков в накопителе  $2E$  и сечение рождения заряженных као-



Таблица 7

Экспериментальные данные, полученные в первом сеансе облучения

$\lambda$ , МГц	$L$ , нбн <sup>-1</sup>	$N_1 + N_2$	$2E$ , МэВ	$\sigma(K^+K^-)$ , мкрбн
8,9600	0,126	61	1016,38 $\pm$ 0,16	0,56 $\pm$ 0,10
8,9733	0,129	96	1017,75 $\pm$ 0,07	0,86 $\pm$ 0,19
8,9865	0,118	167	1019,21 $\pm$ 0,05	1,81 $\pm$ 0,31
8,9997	0,117	157	1020,49 $\pm$ 0,07	1,28 $\pm$ 0,20
9,0129	0,118	84	1021,76 $\pm$ 0,09	0,97 $\pm$ 0,15
9,0262	0,118	63	1023,54 $\pm$ 0,12	0,67 $\pm$ 0,12
9,0390	0,120	34	1024,82 $\pm$ 0,12	0,42 $\pm$ 0,10



нов  $\sigma(K^+K^-)$ .

Во втором сеансе было облучено восемь эмульсионных камер при различных энергиях встречных пучков, набран суммарный интеграл светимости  $1,90 \text{ нбн}^{-1}$  приблизительно вдвое больший, чем в первом сеансе и зарегистрировано 954 следа каонов. Помимо увеличения экспозиции для повышения точности в определении параметров резонанса в этом сеансе облучения было сделано несколько существенных улучшений в методике обработки экспериментальных данных. Энергия встречных пучков во втором сеансе облучения определялась методом максимального правдоподобия путем сравнения экспериментально измеренного по пробегам энергетического спектра положительных каонов с теоретическим. При расчете теоретического спектра предполагалось, что энергетический разброс электронов и позитронов в накопительном кольце, обусловленный квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, имеет вид гауссовского распределения с дисперсией

$\sigma_E = 0,18 \pm 0,01 \text{ МэВ} / 61/$ , а зависимость сечения рождения каонов от энергии встречных пучков описывается формулой Гунариса-Сакураи /62/, в которую были подставлены <sup>табличные</sup> значения массы и ширины  $\Phi$ -мезонного резонанса. Флуктуации ионизационных потерь каонов в эмульсии и нержавеющей стали, вызывающие дополнительное уширение энергетического спектра, учитывались в гауссовском приближении. Распределение фоновых событий предполагалось равномерным в диапазоне энергий, регистрируемых эмульсионной камерой. На рис. 8 представлены энергетические спектры положительных каонов из верхней и нижней секций эмульсионной камеры для восьми энергетических точек и проведенные наилучшим образом теоретические кривые. То обстоятельство, что экспери-



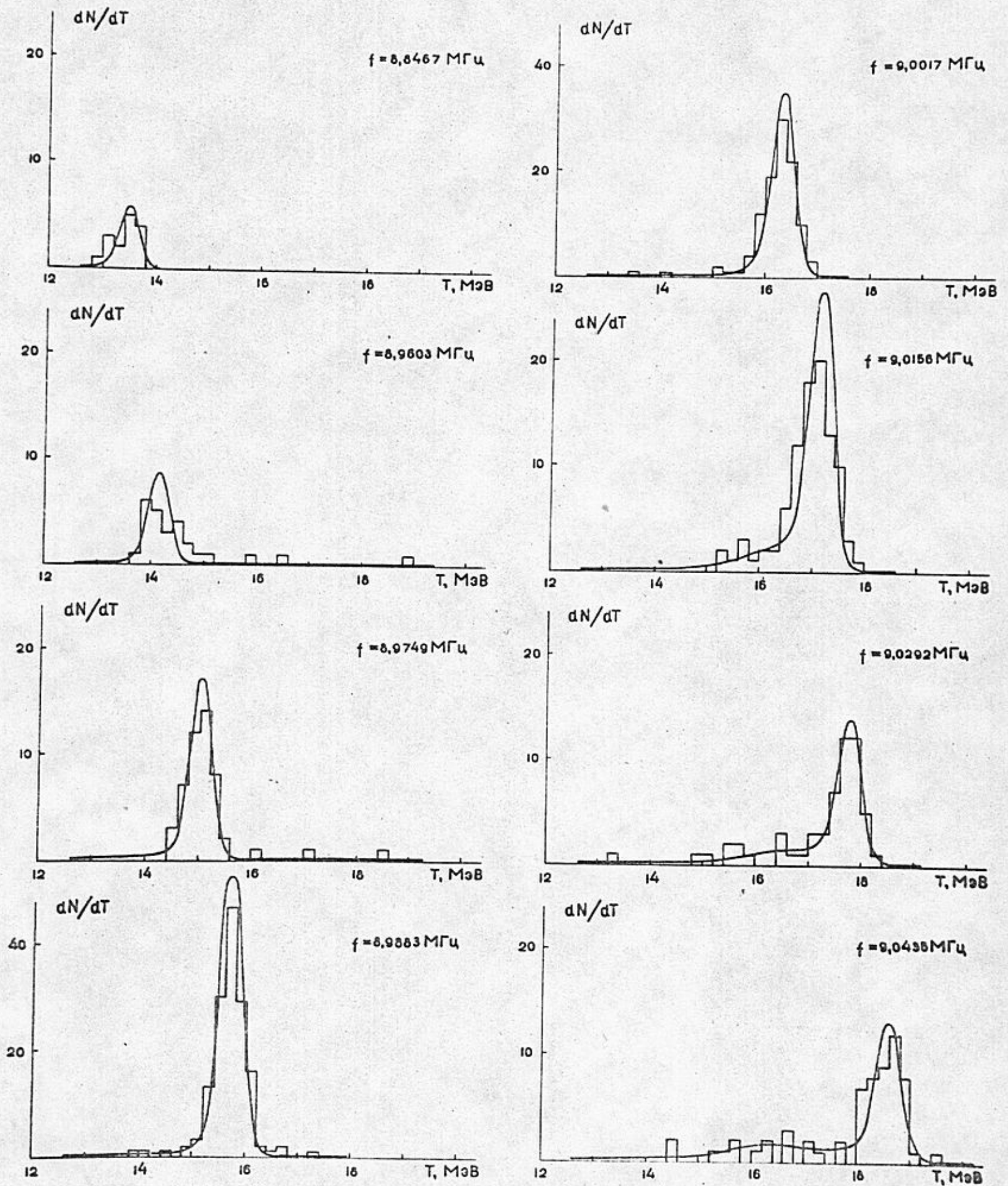


Рис. 8. Энергетические спектры положительных каонов в восьми эмульсионных камерах, облученных во втором сеансе, и наилучшим образом аппроксимирующие их теоретические кривые. (В правом верхнем углу указано значение датчика ЯМР, при котором проводилось облучение эмульсионной камеры).



ментальные распределения для некоторых эмульсионных камер несколько шире теоретических, объясняется неоднородностью эмульсионных слоев по толщине, которая была известна из измерений толщины каждого эмульсионного слоя в нескольких точках и которая не учитывалась при расчете теоретических спектров.

Отношения  $E_i/f_i$  измеренные во втором сеансе облучения в восьми энергетических точках, аппроксимировались соотношением (13). Значения свободных параметров, найденные методом наименьших квадратов, оказались равными  $C=56,6714 \pm 0,0012 \text{ МэВ/МГц}$  и  $D = -0,46 \pm 0,06 \text{ МэВ/МГц}^2$ . Большая величина  $\chi^2=9,3$  при 6 степенях свободы ( $P(\chi^2)=0,15$ ) указывает, как и в первом сеансе облучения, что по показаниям датчика ЯМР нельзя с высокой точностью определять относительное изменение энергии частиц в накопителе. Разница в значениях коэффициента  $C$  в первом и во втором сеансах облучения соответствовало бы смещению массы  $\Phi$ -мезона примерно на  $0,6 \text{ МэВ}$ , что также указывает на ненадежность выстановки энергии пучков по показаниям датчика ЯМР. Поэтому при обработке данных, полученных во втором сеансе облучения, были использованы значения  $E_i$ , измеренные по кинетической энергии каонов. Значения коэффициента  $D$  полученные в первом и во втором сеансах находятся в удовлетворительном согласии с ожидаемой величиной квадратичной нелинейности, обусловленной эффектами насыщения в магнитах. Измерения эффективной длины магнитов в зависимости от величины магнитного поля в диапазоне от  $14 \text{ кГс}$  до  $16 \text{ кГс}$  дают для коэффициента  $D$  оценочное значение  $-0,36 \text{ МэВ/МГц}^2$  (частное сообщение И.Б.Вассермана).



Поиск каонов в эмульсионных камерах, облученных во втором сеансе, проводился по проходящим следам в первом эмульсионном слое со стороны стенки вакуумной камеры. Этот метод более трудоемкий, но зато имеет значительные преимущества по сравнению с методом поиска по остановившимся следам, в частности, из-за отсутствия зависимости эффективности регистрации от знака заряда каонов. При поиске каонов по следам проходящих частиц сильно выражена зависимость эффективности регистрации от угла входа каонов в эмульсию, связанная с тем, что наблюдатели чаще пропускают как перпендикулярные так и плоские следы. Эта зависимость в пределах статистических ошибок оказалась одинаковой у обоих наблюдателей в различных энергетических точках. Эффективности регистрации каонов в верхней и нижней секциях аппроксимировались следующим выражением

$$\varepsilon_1(\eta_1, N, a_e) = \beta_1(N) \left( \exp\left(-\frac{1}{2}(\eta_1/a_1)^2\right) - a_2 \exp\left(-\frac{1}{2}(\eta_1/a_3)^2\right) \right), \quad (I7a)$$

$$\varepsilon_2(\eta_2, N, a_e) = \beta_2(N) \left( \exp\left(-\frac{1}{2}(\eta_2/a_1)^2\right) - a_2 \exp\left(-\frac{1}{2}(\eta_2/a_3)^2\right) \right). \quad (I7b)$$

Коэффициенты  $\beta_1$  и  $\beta_2$  для каждой эмульсионной камеры находились из условий нормировки

$$\iiint F_1(x_1, y_1, p_k) \varepsilon_1(\eta_1, N, a_e) dx_1 dy_1 d\eta_1 = N_1/N, \quad (I8a)$$

$$\iiint F_2(x_2, y_2, p_k) \varepsilon_2(\eta_2, N, a_e) dx_2 dy_2 d\eta_2 = N_2/N, \quad (I8b)$$

где  $F_1(x_1, y_1, p_k)$  и  $F_2(x_2, y_2, p_k)$  — ожидаемые распределения каонов в верхней и нижней секциях при

$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ ,  $p_k$  — параметры, характеризующие положение и размер области взаимодействия пучков,  $k = 1, \dots, 5$ ,  $N$  — полное число распадов  $\Phi$ -мезона при фиксированной энергии встречных пучков. При обработке данных, полученных во втором сеансе



облучения, число общих событий и, следовательно, полное число событий  $N$  находились методом максимального правдоподобия. Функции вероятности для каонов в верхней секции эмульсионной камеры  $W_1$  и в нижней секции  $W_2$  записывались в виде

$$W_1(x_1, y_1, \eta_1, N, P_k, \theta_0, a_e) = F_1(x_1, \eta_1, P_k) \cdot \varepsilon_1(\eta_1, N, a_e) \cdot [A_{12}(x_1, y_1, \eta_1, N, P_k, \theta_0, x_2^j, y_2^j, \eta_2^j) + F_2(x_2(x_1, \eta_1), \eta_2(\eta_1), P_k) \cdot (1 - \varepsilon_2(\eta_2(\eta_1), N, a_e))], \quad (19a)$$

$$W_2(x_2, y_2, \eta_2, N, P_k, \theta_0, a_e) = F_2(x_2, \eta_2, P_k) \cdot \varepsilon_2(\eta_2, N, a_e) \cdot [A_{21}(x_2, y_2, \eta_2, N, P_k, \theta_0, x_1^i, y_1^i, \eta_1^i) + F_1(x_1(x_2, \eta_2), \eta_1(\eta_2), P_k) \cdot (1 - \varepsilon_1(\eta_1(\eta_2), N, a_e))], \quad (19b)$$

где  $A_{12}$  и  $A_{21}$  — корреляционные функции для каонов в верхней и нижней секциях, найденные по координатам и углам зарегистрированных каонов в противоположных секциях с учетом угла многократного рассеяния  $\theta_0$ , положения и размера области взаимодействия пучков,  $i = 1, \dots, N_1$  и  $j = 1, \dots, N_2$ . Корреляционные функции  $A_{12}$ ,  $A_{21}$  учитывают то обстоятельство, что каоны рождаются парами и разлетаются в противоположных направлениях. Функции  $A_{12}$  и  $A_{21}$  нормированы следующим образом

$$\iiint A_{12}(x_1, y_1, \eta_1, N, P_k, \theta_0, x_2^j, y_2^j, \eta_2^j) dx_1 dy_1 d\eta_1 = N_2 / N, \quad (20a)$$

$$\iiint A_{21}(x_2, y_2, \eta_2, N, P_k, \theta_0, x_1^i, y_1^i, \eta_1^i) dx_2 dy_2 d\eta_2 = N_1 / N. \quad (20b)$$

Явный вид функций распределения  $W_1$  и  $W_2$  был получен в предположении, что распределение координат рождения каонов вдоль оси пучков и в поперечном сечении описывается гауссовской кривой с дисперсиями  $\sigma_x$  и  $\sigma_\Delta$ .

Функция максимального правдоподобия, зависящая от десяти свободных параметров, составлялась в виде



$$L(N, P_k, \theta_0, a_e) = -\sum_{i=1}^{N_1} \ln W_1(x_1^i, y_1^i, \varrho_1^i, N, \theta_0, a_e) - \sum_{j=1}^{N_2} \ln W_2(x_2^j, y_2^j, \varrho_2^j, N, \theta_0, a_e). \quad (21)$$

Оптимальные значения свободных параметров находились путем минимизации функции максимального правдоподобия. На рис. 9 показаны средние по восьми энергетическим точкам значения эффективности регистрации заряженных каонов в эмульсии в зависимости от угла  $\varrho = \varrho_1 = \varrho_2$  и аппроксимирующая их кривая (17) со следующими значениями параметров

$$a_1 = 1,04 \pm 0,26 \text{ рад}, \quad a_2 = 0,57 \pm 0,06, \quad a_3 = 0,084 \pm 0,020 \text{ рад}.$$

Размеры области взаимодействия пучков в продольном направлении и в поперечном сечении определялись во всех энергетических точках. Средние значения этих параметров оказались равными

$$\sigma_x = 16,3 \pm 0,05 \text{ мм}, \quad \sigma_{\Delta} = 0,15 \pm 0,01 \text{ мм}.$$

Отсюда следует, что продольный размер одного пучка равнялся

$$\sigma_x'' = \sqrt{2} \cdot \sigma_x = 23,0 \pm 0,7 \text{ мм}.$$

В предположении, что вертикальный размер пучка  $\sigma_z''$  много меньше радиального  $\sigma_x''$ , для величины  $\sigma_z''$  было получено следующее значение

$$\sigma_z'' = 0,28 \pm 0,02 \text{ мм}.$$

Величину вертикального размера пучка можно получить из измерений интеграла светимости, который определяется следующим образом

$$\mathcal{L} = \int I^+ I^- dt / (4\pi e^2 f_0 \sigma_x'' \sigma_z''), \quad (22)$$

где  $f_0 = 16,7666 \text{ МГц}$  — частота обращения частиц в накопителе,  $e$  — заряд электрона. Величина  $\sigma_z''$ , полученная из соотношения (22), оказалась равной



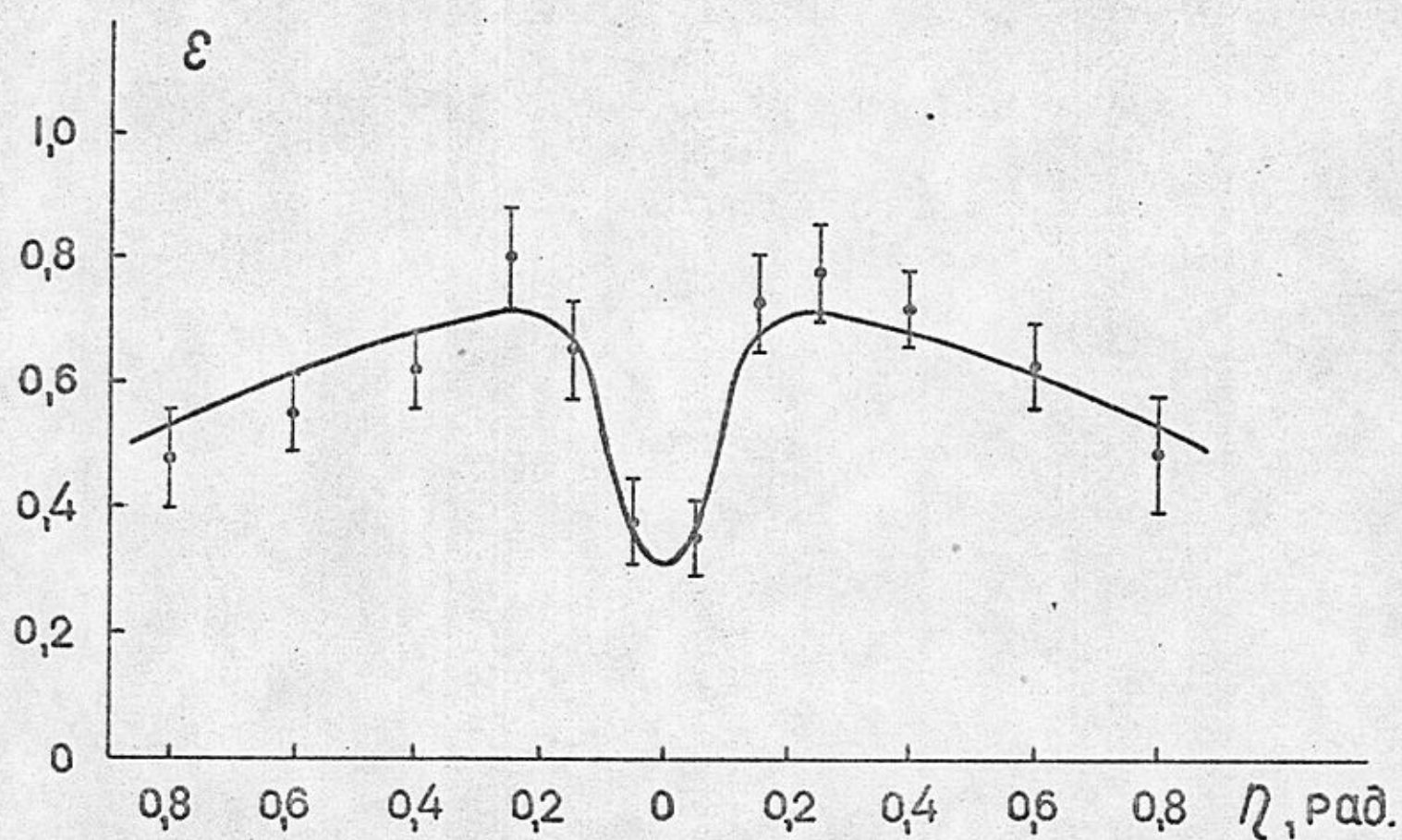


Рис. 9. Зависимость эффективности регистрации заряженных каонов в эмульсии от угла  $\varrho$  во втором сеансе облучения. (В первом сеансе эффективность регистрации в пределах ошибок измерений не зависит от угла  $\varrho$ ).



$$\sigma_z^{\prime\prime} = 0,009 \pm 0,001 \text{ мм}$$

Измеренные эмульсионным методом размеры пучков в пределах ошибок согласуются с расчетными значениями /6I/.

Сечение реакции (I) во втором сеансе облучения находилось по формуле

$$\sigma(K^+K^-) = N/L. \quad (23)$$

В таблице 8 для каждого фиксированного значения частоты датчика ЯМР приведены интеграл светимости  $\mathcal{L}$ , число отобранных событий в каждой эмульсионной камере  $N_1 + N_2$ , измеренная по пробегам в эмульсии суммарная энергия пучков в накопителе  $2E$  и сечение рождения заряженных каонов  $\sigma(K^+K^-)$ .

## 2. Определение параметров $\Phi$ -мезона

Параметры  $\Phi$ -мезонного резонанса находились путем сравнения методом максимального правдоподобия экспериментально измеренных сечений рождения заряженных каонов при различных энергиях встречных пучков с теоретической резонансной кривой. Перед тем, как приступить к расчету теоретической кривой, следует отметить, что при рождении узких резонансов на встречных электрон-позитронных пучках существенную роль играют радиационные поправки. Учет излучения мягких квантов меняет форму резонансной кривой так, как при суммарной энергии пучков большей массы резонанса становится выгодным испускание гамма-квантов, возвращающее электроны и позитроны на резонанс. Кроме того, вклад виртуальных квантов приводит к подавлению сечения. Учет энергетического разброса частиц в накопителе приводит к незначительному уширению резонансной кривой так, как величина  $\sigma_E$  много меньше ширины  $\Phi$ -мезона  $\Gamma_\Phi$ .



Таблица 8

Экспериментальные данные, полученные во втором  
сеансе облучения

$f_s$ МГц	$\mathcal{L}_s$ нбн <sup>-1</sup>	$N_1 + N_2$	$2E_s$ МэВ	$\sigma(K^+K^-)_s$ мкбн
8,9467	0,351	20	1014,32 ± 0,12	0,14 ± 0,06
8,9603	0,220	37	1015,63 ± 0,17	0,38 ± 0,11
8,9749	0,208	82	1017,36 ± 0,14	0,68 ± 0,12
8,9883	0,190	234	1018,78 ± 0,04	1,58 ± 0,15
9,0017	0,176	199	1020,04 ± 0,05	1,50 ± 0,16
9,0156	0,189	176	1021,70 ± 0,07	1,18 ± 0,13
9,0293	0,211	102	1022,94 ± 0,09	0,79 ± 0,12
9,0435	0,352	104	1024,54 ± 0,09	0,45 ± 0,07



Формула, учитывающая энергетический разброс частиц в накопителе, взаимодействие начальных электронов и позитронов с виртуальными фотонами и излучение ими произвольного числа мягких фотонов с суммарной энергией  $\omega < \omega_0 \ll W$  имеет вид /60/

$$\sigma_T(W) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\omega_0} \sigma(W - \omega + \pm) d/d\omega \left( \frac{2\omega}{W} \right)^\beta \left( 1 + \frac{3}{4}\beta \right) \frac{1}{2\sqrt{\pi}\sigma_E} e^{-\frac{z^2}{4\sigma_E^2}} d\omega dt, \quad (24)$$

где  $\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right)$ ,  $\sigma(W)$  — сечение процесса без поправок. Резонансное сечение  $\sigma(W)$  записывалось в виде

$$\sigma(W) = \sigma_0 \frac{|F_K^+(W)|^2}{|F_K^+(m_\phi)|^2} V_{K^+}, \quad (25)$$

где  $\sigma_0$  — сечение в максимуме резонанса,  $F_K^+$  — форм-фактор заряженных каонов,

$V_{K^+} = \left( (1 - 4M_K^2/W^2) / (1 - 4M_K^2/m_\phi^2) \right)^{3/2}$  — фазовый объем заряженных каонов,  $m_\phi$  и  $M_K$  — массы  $\Phi$ -мезона и заряженного каона. Форм-фактор заряженных каонов с учетом  $\rho - \omega - \Phi$  интерференции записывался в форме /61/

$$F_{K^+}(W) = 0,5 m_\rho^2 / (m_\rho^2 - W^2 - i m_\rho \Gamma_\rho) + 0,17 m_\omega^2 / (m_\omega^2 - W^2 - i m_\omega \Gamma_\omega) + 0,33 m_\phi^2 / (m_\phi^2 - W^2 - i m_\phi^2 \Gamma_\phi \varphi(W) / W), \quad (26)$$

где  $m_\rho$ ,  $\Gamma_\rho$ ,  $m_\omega$ ,  $\Gamma_\omega$  — табличные значения массы и ширины  $\rho$  и  $\omega$  резонансов,  $\varphi(W) = \sum B_i \left( \frac{W^2 - 4M_i^2}{m_\phi^2 - 4M_i^2} \right)^{3/2}$  — фактор, учитывающий зависимость ширины от энергии /62/,  $B_i$  — относительные вероятности распада  $\Phi$ -мезона по  $i$  — каналу ( $\sum B_i = 1$ ),  $M_i$  — масса вторичных частиц в  $i$  — канале.

Значения массы  $\Phi$ -мезона, его полной ширины и сечения реакции (I) в максимуме резонанса, найденные методом максимального правдоподобия, оказались равными в первом сеансе облучения

$$m_\phi = 1019,43 \pm 0,21 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_\phi = 4,9 \pm 0,6 \text{ МэВ},$$



$$\sigma_0 (K^+K^-) = 2,10 \pm 0,27 \text{ мкбн}$$

( $\chi^2 = 2,0$  при четырех степенях свободы),

а во втором сеансе

$$m_\phi = 1019,62 \pm 0,17 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_\phi = 4,42 \pm 0,4 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0 (K^+K^-) = 2,31 \pm 0,23 \text{ мкбн}$$

( $\chi^2 = 4,5$  при пяти степенях свободы).

Экспериментально измеренные сечения рождения заряженных каонов при различных энергиях встречных электрон-позитронных пучков и наилучшим образом аппроксимирующая их теоретическая резонансная кривая в первом и во втором сеансах облучения приведены соответственно на рис. 10. и рис. 11. Параметры  $\Phi$ -мезонного резонанса, полученные в двух сеансах облучения, в пределах ошибок измерений согласуются между собой. В результате совместной обработки экспериментальных данных для параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса были получены следующие значения:

$$m_\phi = 1019,54 \pm 0,12 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_\phi = 4,58 \pm 0,34 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0 (K^+K^-) = 2,23 \pm 0,18 \text{ мкбн}$$

( $\chi^2 = 7,8$  при двенадцати степенях свободы).

Лептонная ширина  $\Phi$ -мезонного резонанса  $\Gamma_{\phi ee}$  связана с полной шириной и сечением реакции (I) в максимуме резонанса следующим соотношением /63/

$$\Gamma_{\phi ee} = \sigma_0 (K^+K^-) \Gamma_\phi / (12\pi \lambda^2 V(K^+K^-)), \quad (27)$$

где  $\lambda = \hbar/m_\phi c$  — комптоновская длина,  $V(K^+K^-)$  — относительная вероятность распада  $\Phi$ -мезона на заряженные каоны, среднемировое значение которой равняется  $V(K^+K^-) = 0,486 \pm 0,012$ .

Из анализа функции максимального правдоподобия было установлено, что  $\sigma_0 (K^+K^-)$  и  $\Gamma_\phi$  являются коррелированными величинами, и для определения лептонной ширины распада  $\Phi$ -мезона была



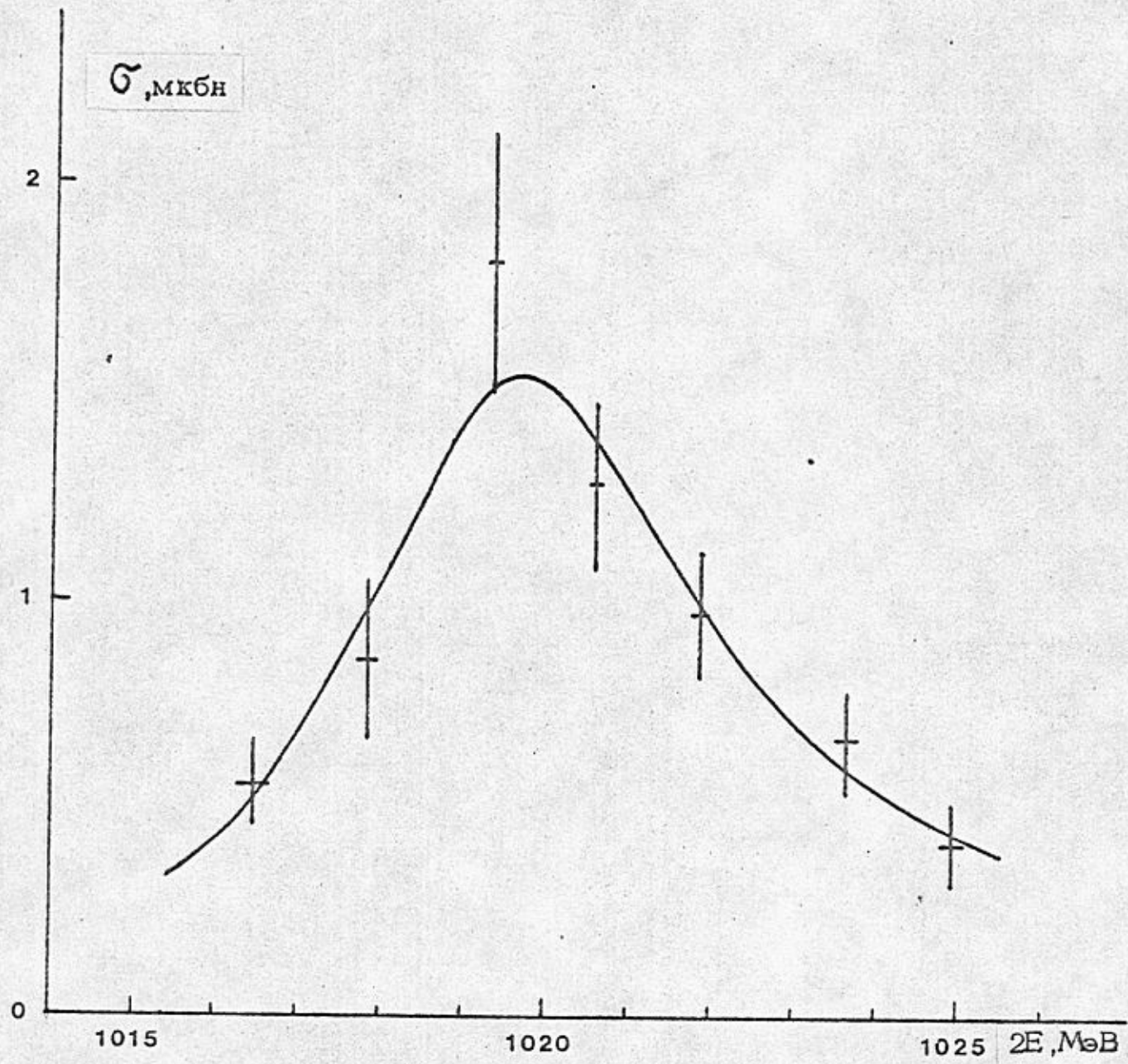


Рис. 10. Экспериментально измеренные в первом сеансе облучения сечение рождения заряженных каонов и наилучшим образом аппроксимирующая их резонансная кривая.



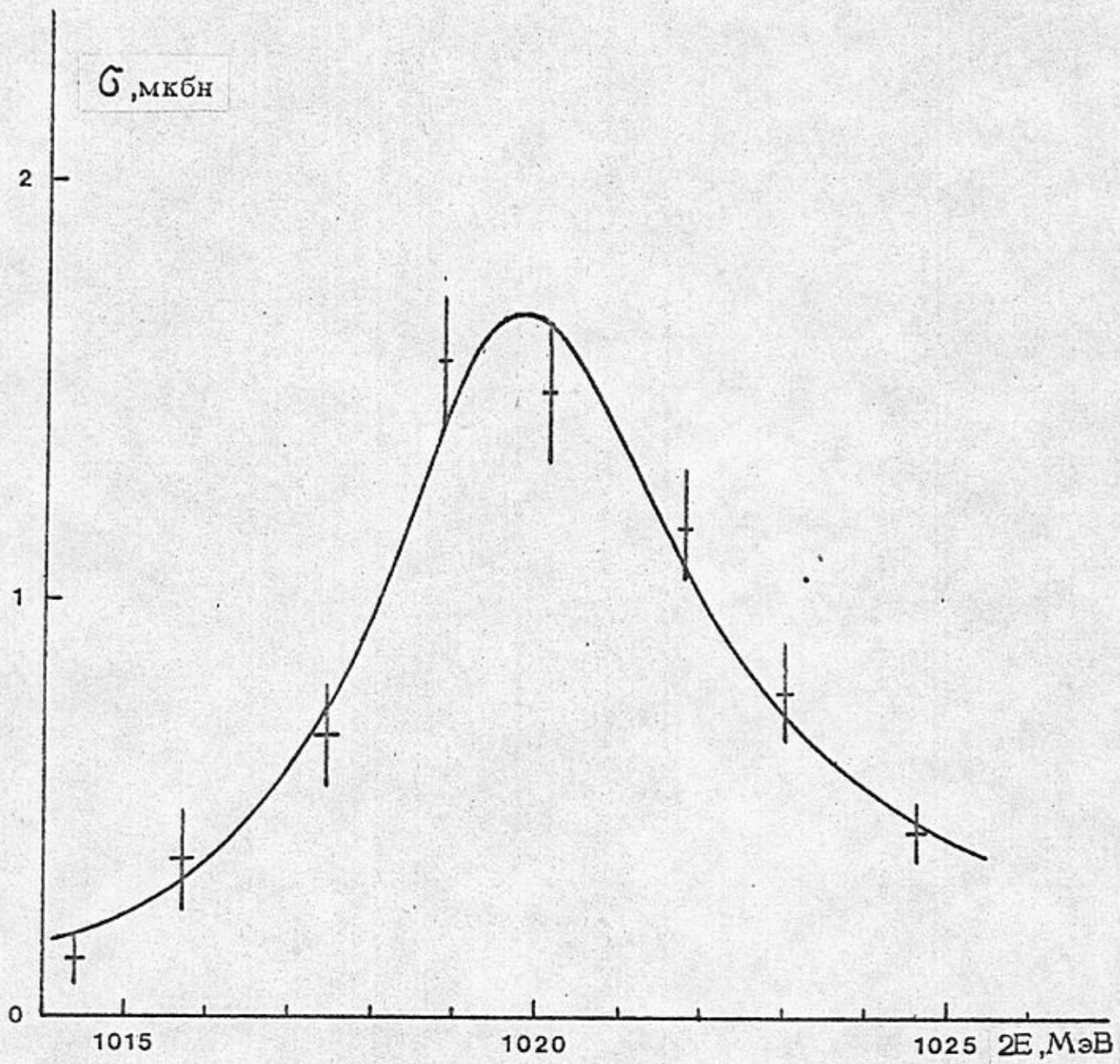


Рис. II. Экспериментально измеренные во втором сеансе облучения сечение рождения заряженных каонов и наилучшим образом аппроксимирующая их резонансная кривая.



проведена оптимизация нового набора свободных параметров: массы  $m_\phi$ , полной ширины  $\Gamma_\phi$  и произведения  $\sigma_0(k^+k^-) \cdot \Gamma_\phi$ , которое пропорционально площади под резонансной кривой. Величина лептонной ширины, найденная с помощью такой оптимизации по результатам двух сеансов облучения, оказалась равной

$$\Gamma_{\phi ee} = 1,49 \pm 0,11 \text{ кэВ.}$$

Следует отметить, что существенный вклад в ошибку  $\sigma_0(k^+k^-)$  и  $\Gamma_{\phi ee}$  дает пятипроцентная ошибка в измерении светимости.

Используя табличное значение относительной моды распада  $\Phi$ -мезона на заряженные каоны и формулу для константы связи векторного мезона с электромагнитным полем /64/

$$\hat{g}^2/4\pi = \alpha^2 m_\phi a_\phi / 3 \Gamma_{\phi ee}, \quad (28)$$

где  $a_\phi = 0,85$  — поправка на конечную ширину резонанса, можно получить следующие значения параметров

$$\sigma_\phi^0 = 4,59 \pm 0,37 \text{ мкбн}$$

$$B_{ee} = (3,25 \pm 0,34) \cdot 10^{-4}$$

$$\hat{g}^2/4\pi = 10,3 \pm 0,8.$$

### 3. Сравнение полученных эмульсионным методом параметров $\Phi$ -мезона с результатами других экспериментов

Результаты данного эксперимента вместе с результатами других экспериментов, выполненных на накопителях со встречными электрон-позитронными пучками в ОРСЭ /10, 11, 24/ и Новосибирске /14, 17, 31/, приведены в таблице 9. Измеренные эмульсионным методом параметры  $\Phi$ -мезона в пределах экспериментальных



Таблица 9. Сравнение параметров Фи-мезона, полученных эмульсионным методом, с результатами других экспериментов

Параметр	Орса /10, 11/ 1969 г.	Новосибирск /14, 17/ 1969 г.	Орса /24/ 1974 г.	Новосибирск /31/ 1975 г.	Данная рабо- та
$m_\phi$ , МэВ		1020,8 ± 0,8		1019,52 ± 0,13	1019,54 ± 0,12
$\Gamma_\phi$ , МэВ	4,09 ± 0,29	4,67 ± 0,42	3,81 ± 0,37	4,36 ± 0,19	4,58 ± 0,34
$\sigma_0(K^+K^-)$ , МКБН	2,41 ± 0,13	2,13 ± 0,17			2,23 ± 0,18
$\sigma_0(K_S K_L)$ , МКБН	1,47 ± 0,21	1,01 ± 0,15	1,48 ± 0,14	1,40 ± 0,09	
$\sigma_0(3\pi)$ , МКБН	1,01 ± 0,21	0,81 ± 0,21	0,70 ± 0,07	0,79 ± 0,09	
$\sigma_\phi^\circ$ , МКБН	4,89 ± 0,39	3,96 ± 0,35	4,7 ± 0,4	4,26 ± 0,30	4,59 ± 0,37
$B_{ee} \cdot 10^4$	3,45 ± 0,27	2,81 ± 0,25	3,3 ± 0,3	3,00 ± 0,21	3,25 ± 0,34
$\Gamma_{\phi ee}$ , кэВ	1,41 ± 0,12	1,31 ± 0,12	1,20 ± 0,11	1,32 ± 0,10	1,49 ± 0,11
$\hat{g}^2/4D$	11,0 ± 0,9	11,7 ± 1,1	12,2 ± 1,0	11,7 ± 0,9	10,3 ± 0,8



ошибок согласуются со среднемировыми значениями. Значения массы резонанса, измеренные на накопителе ВЭШ-2М эмульсионным методом и с помощью детектора "ОЛЯ" в каналах распада  $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$  и  $\phi \rightarrow 3\pi$  /31/ являются в настоящее время наиболее точными. Независимое измерение сечения рождения заряженных каонов представляет особый интерес в связи с тем, что в двух предыдущих экспериментах, выполненных в ОРСЭ /11/ и Новосибирске /14/, наблюдалось значительное расхождение в величине  $\sigma_0 (K^+ K^-)$ , характеризующееся скалярным фактором  $S = 1,35$ . В результате данного эксперимента среднемировая точность в величине  $\sigma_0 (K^+ K^-)$  улучшена в полтора раза.



## ГЛАВА IV. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ

### I. Измерение энергии встречных пучков методом резонансной деполаризации

В данной главе описан эксперимент по измерению средней массы заряженных каонов, которая с точностью до радиационных поправок является разницей между энергией частиц в накопителе и кинетической энергией каонов. Постановка этого эксперимента стала возможной в связи с теоретическим обоснованием и успешным применением в Институте ядерной физики метода резонансной деполаризации пучков для точного измерения абсолютной энергии частиц в накопителе /32-34, 65/. В этом методе используется известный факт состоящий в том, что частота прецессии спина электрона (позитрона) в магнитном поле  $\Omega$  связана с частотой обращения  $\omega$  и энергией  $E$  частиц следующим соотношением

$$\Omega = \omega \left( 1 + \frac{E}{m_e} \frac{\mu'}{\mu_0} \right), \quad (29)$$

где  $\mu'$ ,  $\mu_0$  - аномальная и нормальная части магнитного момента электрона (позитрона),  $m_e$  - масса электрона (позитрона). Так как величины  $\mu'$ ,  $\mu_0$  и  $m_e$  известны с высокой точностью измерение энергии частиц может быть сведено, в принципе, к измерению частоты прецессии спина  $\Omega$  и частоты обращения  $\omega$ . Для измерения частоты прецессии спина в этом методе используется то обстоятельство, что сечение рассеяния частиц внутри сгустка зависит от взаимной ориентации их спинов и, следовательно, скорость выбывания частиц из пучка за счет рассеяния внутри сгустка зависит от степени их поляризации. Поляризация частиц в накопителе происходит за счет синхротронного излучения в магнитном поле /66/,



а резонансная деполяризация пучка осуществляется высокочастотным продольным магнитным полем. Когда частота слабого продольного магнитного поля становится кратной частоте прецессии спина, поляризация пучка быстро разрушается и скачком изменяется зависящая от поляризации скорость выбывания частиц из пучка за счет рассеяния внутри сгустка.

В данном эксперименте пучок позитронов с начальным током примерно 30 мА поляризовался в течении двух часов при энергии 650 МэВ близкой к максимальной энергии накопителя, так как время поляризации пучка обратно пропорционально пятой степени энергии /66/. При этой энергии время поляризации составляло один час и приблизительно равнялось времени жизни частиц в накопителе. Затем энергия поляризованного пучка опускалась в область энергий  $\Phi$ -мезонного резонанса, выдерживалась временная пауза, необходимая для выхода накопителя на стационарный режим работы и включалось высокочастотное продольное магнитное поле. В эксперименте было проведено два сеанса облучений. В первом сеансе частота продольного магнитного поля изменялась со скоростью 6,5 Гц/сек и во втором сеансе 12,5 Гц/сек. Частицы, выбывающие из пучка вследствие упругого рассеяния внутри сгустка, отклонялись ведущим магнитным полем от равновесной орбиты и регистрировались сцинтилляционными счетчиками, включенными в схему совпадений. Скорость счета рассеянных частиц, нормированная на квадрат тока позитронов, для двух сеансов приведена на рис. 12, в зависимости от частоты деполяризатора  $f_d$ , которая изменялась от меньших значений к большим. Частота  $f_s$ , при которой произошла деполяризация пучка позитронов, определялась по скачкообразному изменению скорости счета рассеянных позитронов с учетом эффективной ширины резонансной кривой деполяризации, ко-



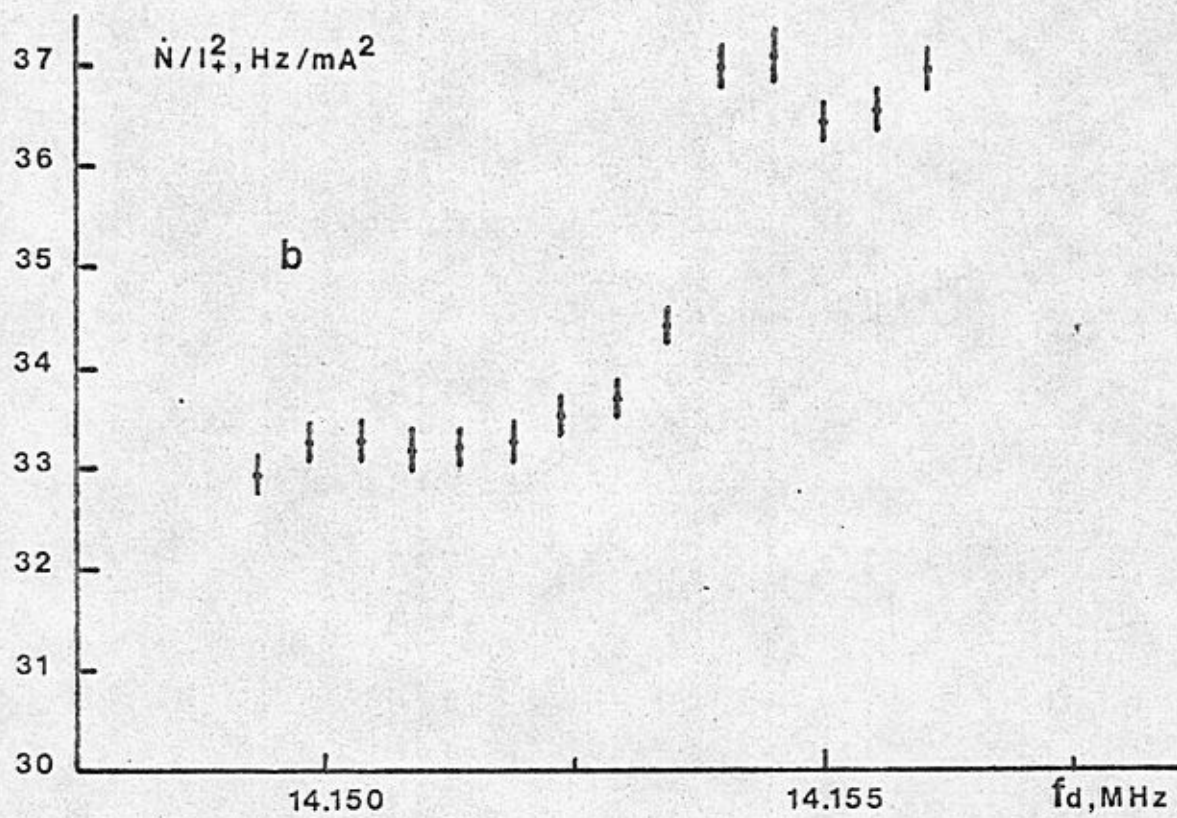
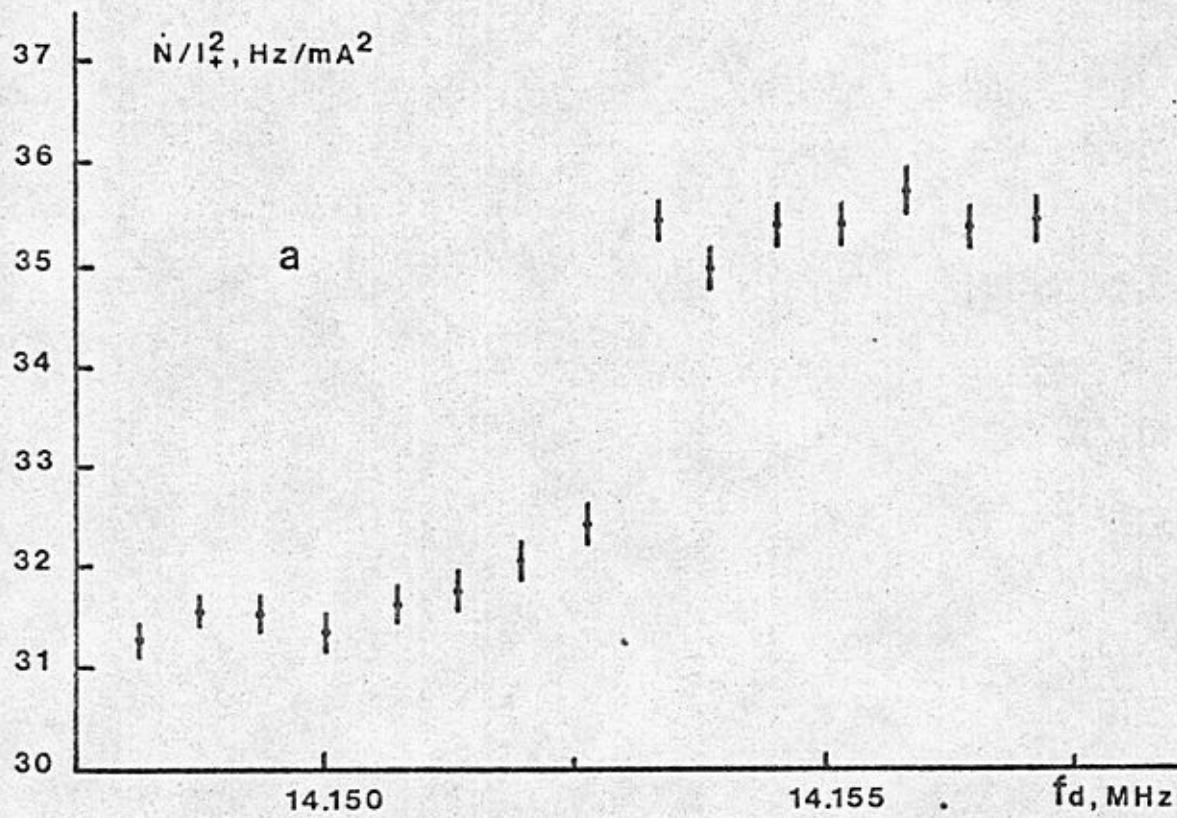


Рис. 12. Зависимость нормированной на квадрат тока скорости счета позитронов, рассеяных внутри сгустка, от частоты деполаризатора: а - в первом сеансе облучения и б - во втором сеансе.



торая зависила от напряженности и скорости изменения частоты продольного магнитного поля и флуктуаций ведущего магнитного поля.

Средняя энергия частиц в накопителе определялась из соотношения /32/

$$\bar{E} = m_e (2 - f_s/f_0) \mu_0 / \mu', \quad (30)$$

где  $f_0 = 16,76664 \pm 0,00001$  МГц — средняя частота обращения частиц в накопителе, которая задается частотой ускоряющего поля в резонаторе, и оказалась равной  $509,345 \pm 0,010$  МэВ в первом сеансе,  $509,326 \pm 0,010$  МэВ во втором. В данном эксперименте предполагалась, что магнитные моменты электрона и позитрона равны. Полученная точность много лучше энергетического разброса частиц в накопителе, который обусловлен синхротронным излучением. Это объясняется тем, что спектр частоты обращения спина имеет дискретный характер. При этом основная узкая полоса, соответствующая средней энергии частиц в накопителе, далеко отстоит от побочных гармоник.

После измерения частоты прецессии спина позитронов в накопитель ВЭШ-2М инжестировался пучок электронов и устанавливалась эмульсионная камера. С момента включения деполяризатора до конца облучения величина ведущего магнитного поля измерялась датчиком ЯМР и поддерживалась на постоянном уровне лучше  $2 \cdot 10^{-5}$ . Облучение эмульсионной камеры в первом сеансе длилось 50 минут при токах  $3 \times 3$  мА<sup>2</sup> и во втором 30 минут при токах  $5 \times 5$  мА<sup>2</sup>.

## 2. Обработка экспериментальных данных и обсуждение результатов

Измерение толщины и плотности каждого эмульсионного слоя проводилось по процедуре, описанной во второй главе. Средняя



плотность двадцати слоев, используемых в эксперименте, оказалась равной  $3,786 \pm 0,006 \text{ г/см}^3$ .

В каждой секции эмульсионной камеры просматривался один слой, расположенный у стенки вакуумной камеры, и отбирались следы, имеющие большую плотность зерен и останавливающиеся в эмульсионной камере. Для этих следов производилось измерение пробегов, координат и углов входа в эмульсию. По характеру взаимодействия или распада частицы в конце пробега была проведена идентификация событий по знаку заряда. Все зарегистрированные события были разделены на три группы.

В первую группу были включены события, имеющие в конце пробега один след с плотностью зерен  $g < 1,5 g_0$ , где  $g_0$  — плотность зерен релятивистского следа, и события, имеющие характерный вид  $\tilde{Z}$  — распада. В эту группу попадают в основном  $K^+$  и около 10%  $K^-$ .

Во вторую группу были включены события, имеющие в конце пробега один след с плотностью зерен  $g > 1,5 g_0$  или несколько следов заряженных частиц. В эту группу попадают в основном  $K^-$  и около 3%  $K^+$ .

В третью группу были включены события, не имеющие в конце пробега следов заряженных частиц. В эту группу попадают  $K^+$ , у которых не найден на конце релятивистский след, часть  $K^-$ , которые провзаимодействовали с ядрами эмульсии без образования заряженных частиц, и фоновые протоны.

Для уменьшения числа фоновых событий в каждой группе были отобраны частицы, вылетающие из места встречи пучков и имеющие угол между направлением пучков и траекторией частицы в интервале от  $45^\circ$  до  $135^\circ$ . Число найденных и отобранных событий приведено в таблице 10.



	Первый сеанс			Второй сеанс		
	1	2	3	1	2	3
Количество найденных событий	71	82	102	88	112	130
Количество отобранных событий	53	63	36	68	89	44

Для отобранных событий из первой и второй групп были найдены средние пробеги. Средний пробег для событий из второй группы оказался больше среднего пробега для событий из первой группы на  $16 \pm 6$  мкм.

Разница в пробегах указывает на то, что при малых скоростях ионизационные потери отрицательных каонов в веществе меньше потерь положительных каонов. Подобный эффект наблюдался впервые в работе /52/ и подробно исследовался в работе /67/, в которой измерялась разница ионизационных потерь для положительных и отрицательных ионов в эмульсии.

Так как калибровка соотношения пробег-энергия была проведена положительно заряженными частицами, а пробеги положительных и отрицательных каонов различны, измерение энергий проводилось только по событиям из первой группы с учетом поправки, связанной с 10% примесью в этой группе  $K^-$ - мезонов.

При расчете энергетического спектра каонов учитывались энергетический разброс частиц в накопителе, флуктуация ионизационных потерь каонов и радиационные эффекты. Масса заряженных каонов являлось свободным параметром. Энергетический разброс электронов и позитронов в накопителе, обусловленный квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, был вычислен и



оказался равным  $0,181 \pm 0,02$  МэВ. Радиационные эффекты рассчитывались по формуле из работы /60/ при значениях массы и ширины  $\Phi$ -мезонного резонанса  $1019,7 \pm 0,3$  МэВ и  $4,1 \pm 0,2$  МэВ. При расчете пробегов были учтены незначительные поправки на многократное рассеяние каонов в нержавеющей стали и изгиб эмульсионных слоев.

В результате расчета методом максимального правдоподобия оказалось, что значения массы каонов, полученные в первом и во втором облучении, отличаются на величину меньшую одной статистической ошибки, а среднее значение массы каонов по двум облучениям составляет  $M_K + - = 493,670 \pm 0,029$  МэВ. Экспериментально измеренные энергетические распределения каонов из первой группы и наилучшим образом аппроксимирующие их расчетные кривые приведены на рис.13 отдельно для каждого сеанса.

Ошибка в массе заряженных каонов определялась ошибкой, связанной с ограниченным количеством событий,  $0,021$  МэВ, точностью соотношения пробег-энергия  $0,016$  МэВ, точностью определения энергии встречных электрон-позитронных пучков  $0,010$  МэВ и ошибками из-за неопределенности в массе и ширине  $\Phi$ -мезонного резонанса  $0,004$  МэВ и  $0,004$  МэВ.

Следует еще раз подчеркнуть, что в данном эксперименте измеряется среднее значение массы  $K^+$  и  $K^-$ -мезонов. На рис.14 представлено сравнение результатов данной работы с результатами работ /35-41/ по измерению масс положительных и отрицательных каонов, а также работы /42/ по измерению разницы масс заряженных каонов. Двухзначность результата для массы отрицательных каонов, полученная в работе /41/, связана с неоднозначностью расчета радиационных поправок. Штрих - пунктиром



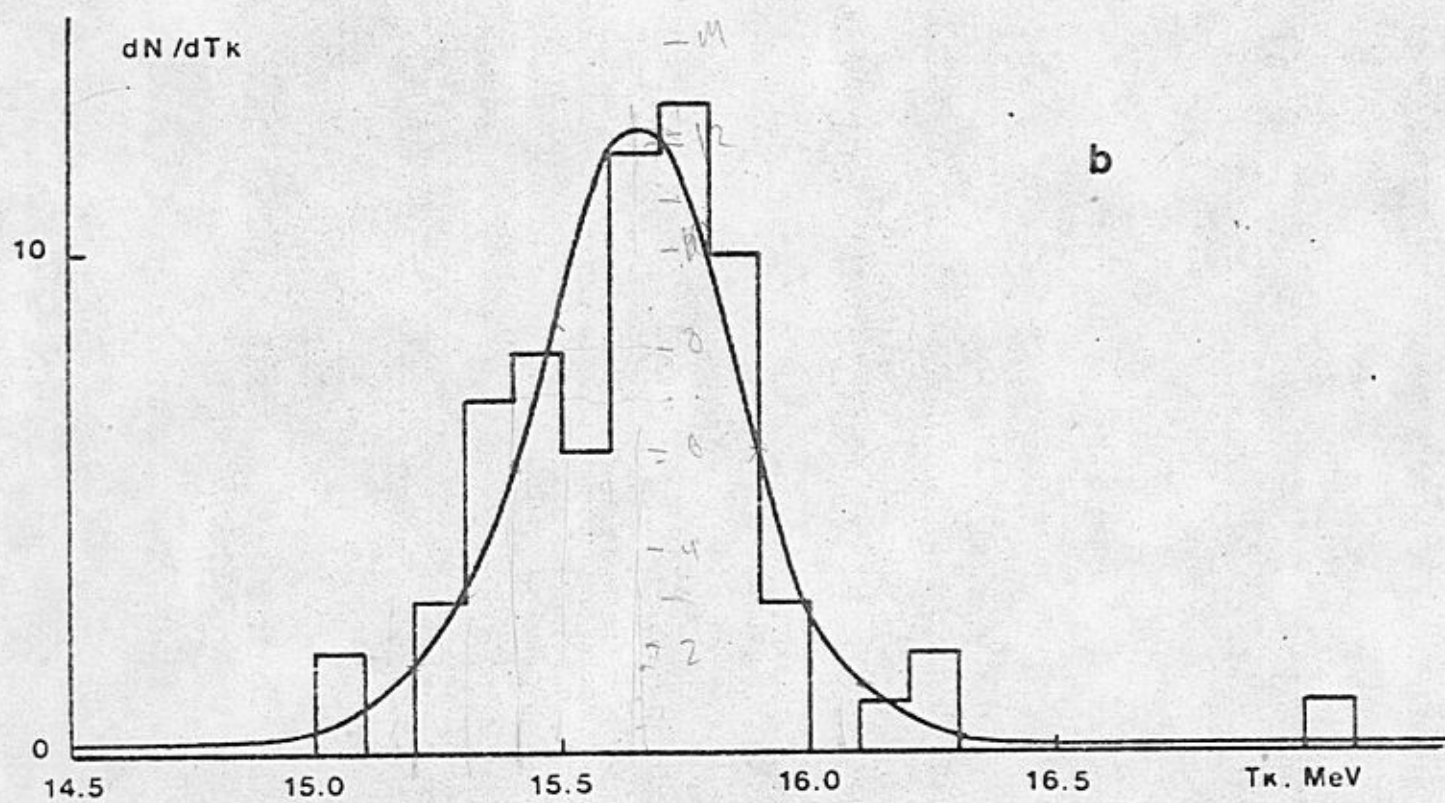
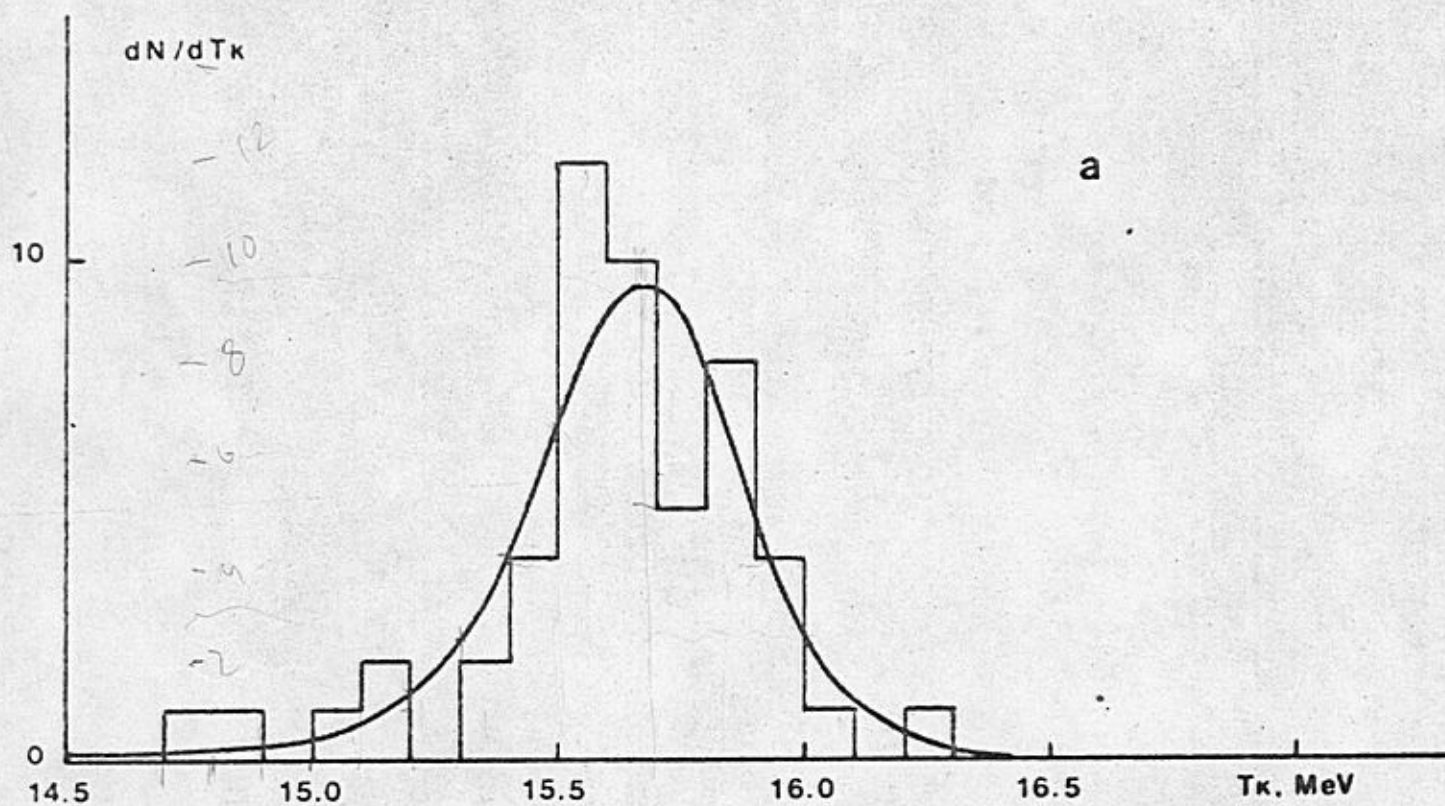


Рис. 13. Энергетическое распределение каонов из первой группы: *a* - в первом сеансе облучения и *b* - во втором сеансе.



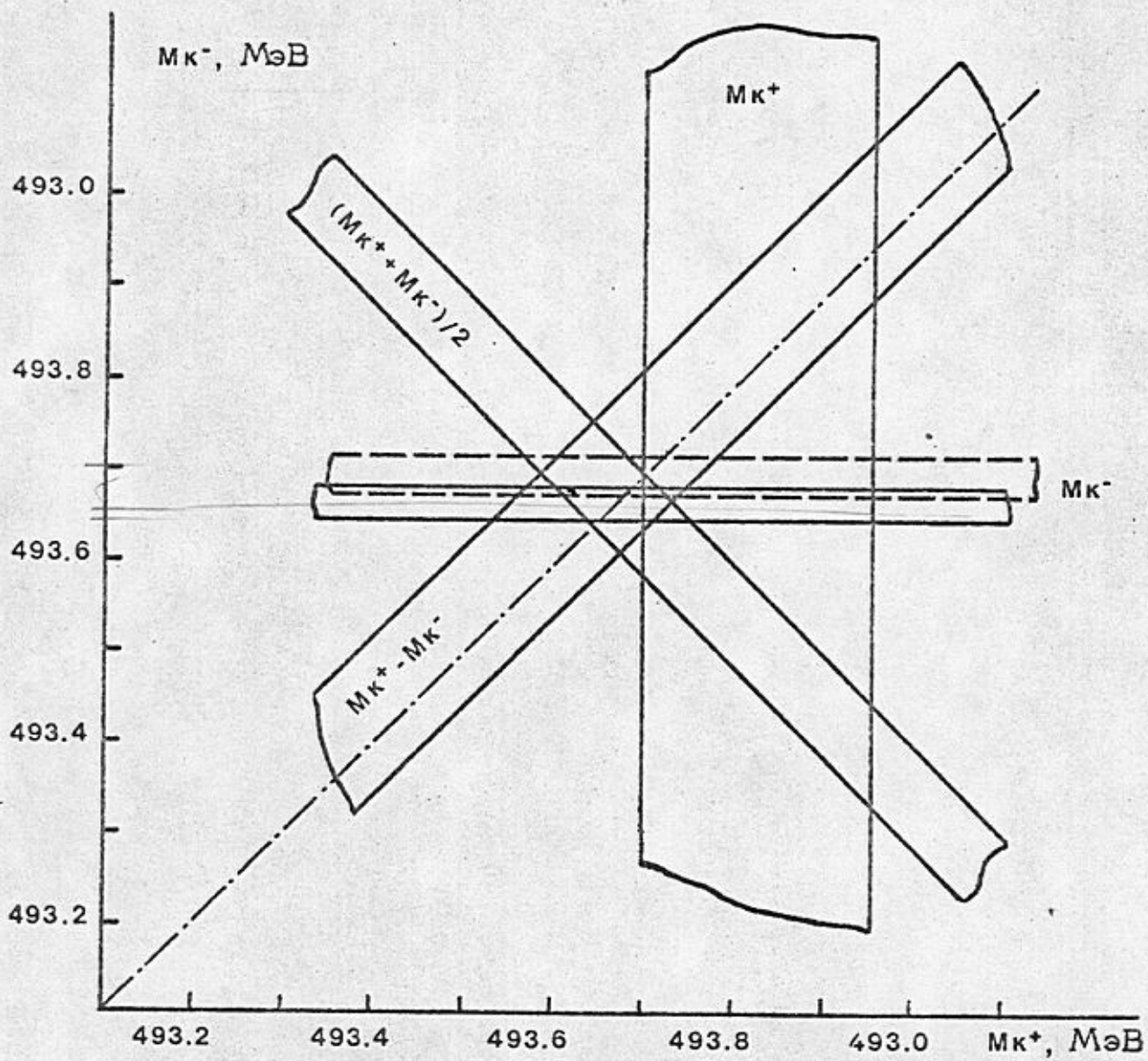


Рис. I4. Сравнение результата данной работы со среднемировыми значениями массы положительных каонов и разницы их масс.



показано условие выполнения СРТ-Теоремы. Как видно из рис. 14 результаты имеющихся в настоящее время измерений не противоречат предсказанию СРТ-теоремы о равенстве масс  $K^+$  и  $K^-$ -мезонов. С другой стороны, считая справедливой СРТ-теорему, отсутствие расхождения свидетельствует о справедливости использованных в данной работе формул для расчета энергии частиц в накопителе и, следовательно, справедливости теории относительности с точностью  $\sim 10^{-4}$  для ультрарелятивистских частиц с  $E/mc \approx 10^3$ , движущихся неинерциально.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение ядерной эмульсии в экспериментах на накопителе ВЭШ-2М со встречными электрон-позитронными пучками позволило провести прецизионные измерения параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса и массы заряженных каонов. Основные результаты выполненной работы состоят в следующем.

1. Развита методика использования ядерных фотоэмульсий в экспериментах со встречными электрон-позитронными пучками.

2. Проведен эксперимент по измерению параметров  $\Phi$ -мезонного резонанса. В результате обработки экспериментальных данных были получены следующие значения массы, полной ширины, сечения реакции ( $\Gamma$ ) в максимуме резонанса и лептонной ширины

$$m_{\Phi} = 1019,54 \pm 0,12 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_{\Phi} = 4,58 \pm 0,34 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0(K^+K^-) = 2,23 \pm 0,18 \text{ мкбн},$$

$$\Gamma_{\Phi ee} = 1,49 \pm 0,11 \text{ кэВ}.$$

Используя полученные данные <sup>II</sup>табличное значение относительной моды распада  $\Phi$ -мезона на заряженные каоны

$$B(K^+K^-) = 0,486 \pm 0,012,$$

были вычислены полное сечение в максимуме резонанса и константа связи векторного мезона с электромагнитным полем

$$\sigma_{\Phi}^0 = 4,59 \pm 0,37 \text{ мкбн},$$

$$\hat{g}^2/4\pi = 10,3 \pm 0,8.$$

3. Проведен эксперимент по измерению массы заряженных каонов. В результате обработки экспериментальных данных средняя масса заряженных каонов оказалась равной

$$(M_{K^+} + M_{K^-})/2 = 493,670 \pm 0,029 \text{ МэВ}.$$



Этот результат позволяет в три раза улучшить точность в значении массы положительно заряженных каонов и, следовательно, с более высокой точностью проверить справедливость предсказания СРТ — теоремы о равенстве масс положительных и отрицательных каонов.

Основные результаты диссертации обсуждались на 5 Международном симпозиуме по физике высоких энергий и элементарных частиц (Варшава, 1975), на XIII Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976) и на советско-американском совещании по методике экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках (Новосибирск, 1977).

Я искренне признателен моему учителю и научному руководителю Л.М.Баркову за активное участие в этой работе, И.И.Гуревичу и А.Н.Скринскому за постоянную поддержку и полезные советы, Л.А.Макарьиной и А.П.Мишаковой за большую работу по просмотру ядерной эмульсии, И.Б.Вассерману, М.С.Золотореву, Н.И.Крупину, С.И.Мишневу, С.И.Середнякову, Е.П.Солодову, Г.М.Тумайкину и Ю.М.Шатунову за помощь в проведении экспериментов, Н.С.Диканскому и В.В.Пархомчуку за помощь в проведении калибровки.



## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И.Б.Вассерман, П.М.Иванов, И.А.Кооп, Л.М.Курдадзе, А.П.Лысенко, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, В.Ф.Туркин, Ю.М.Шатунов, В.Г.Шамовский. Состояние работ на электрон-позитронном накопителе ВЭШ-2М. Доклад, представленный на VI Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978.
2. L.Bertanza, V.Brisson, P.Connolly, E.Hart, I.Mittra, G.Moneti, R.Rau, N.Saniou, I.Skillicorn, S.Yamamoto, M.Coldberg, L.Gray, L.Leitner, S.Lichtman, I.Westgard. Phys. Rev. Letters 9, 180, 1962.
3. P.Shlein, W.E.Slater, L.T.Smith, D.H.Stork, H.K.Ticho. Phys. Rev. Letters 10, 368, 1963.
4. David C.Miller. CU-237 (Thesis), 1965.
5. G.W.London, R.R.Rau, N.P.Saniou, S.S.Yamamoto, M.Goldberg, S.Lichtman, M.Prime, J.Leither. Phys. Rev. 143, 1034, 1966.
6. Gerald Abrams. MD Tech. Rep. 720 (Thesis), 1967.
7. J.Barlow, E.Lillestol, L.Montanet, L.Tallone-Lombardi, C.d'Andlau, A.Astier, L.Dobrzynski, S.Wojcicki, A.M.Adamson, J.Duboc, F.James, M.Goldberg, R.A.Donald, R.James, J.E.A.Lys, T.Nisar. Nuovo Cimento 50A, 701, 1967.
8. O.I.Dahl, L.M.Hardy, R.I.Hess, J.Kirz, D.H.Miller. Phys. Rev. 163, 1377, 1967.
9. P.Mostek, E.Eisen handler, G.McClellan, N.Mistry, H.Ogren, A.Silverman, J.Swartz, R.Talman. Phys. Rev. Letters 20, 1057, 1968.



10. J.E. Augustin, J.C. Bizot, J. Buon, B. Delcourt, J. Haissinski, J. Jeanjean, D. Lalanne, P.C. Marin, H. Nguyen Ngoc, J. Perez-Y-Jorba, F. Richard, F. Rumpf, D. Treille. *Phys. Letters* 28B, 517, 1969.
11. J.C. Bizot, J. Buon, Y. Chatelus, J. Jeanjean, D. Lalanne, H. Nguen Ngoc, J.P. Perez-Y-Jorba, P. Petroff, F. Richard, F. Rumpf, D. Treille. *Phys. Letters* 32B, 416, 1970.
12. B.D. Hyams, W. Koch, D.C. Potter, L. von Lindern, E. Lorenz, G. Lütjens, U. Stierlin, P. Weilhammer. *Nucl. Phys.* B22, 189, 1970.
13. H. Alvensleben, U. Becker, W. Busza, M. Chen, K.J. Cohen, R.T. Edwards, P.M. Mantsch, R. Marshall, T. Nash, M. Rohde, H.F.W. Sadrozinski, G.H. Sanders, H. Schubel, Samuel C.C. Ting, Sau-Lan Wu. *Phys. Rev. Letters* 27, 444, 1971.
14. V.E. Balakin, G.I. Budker, E.V. Pakhtusova, V.A. Sidorov, A.N. Skrinsky, G.M. Tumaikin, A.G. Khabakhpashev. *Phys. Letters* 34B, 328, 1971.
15. F.A. Dibleanca, M.B. Einschlag, R. Endorf, A. Engler, H.E. Fisk, R.W. Kraemer. *Nucl. Phys.* B35, 13, 1971.
16. A.R. Stottlemyer. ORO 2504 170 (The sis), 1971.
17. V.E. Balakin, A.D. Bukin, E.V. Pakhtusova, V.A. Sidorov, A.G. Khabakhpashev. *Phys. Letters* 40B, 431, 1972.
18. M. Aguilar-Benitez, S.U. Chung, R.L. Eisner, N.P. Samios. *Phys. Rev.* D6, 29, 1972.
19. D.C. Colley, M. Jobs, L. Riddiford, P.M. Watkins, I. Griffiths, C.D. Proder, R.M. Turnbull. *Nucl. Phys.* B50, 1, 1972.
20. J. Ballam, G.B. Chadwick, Y. Eisenberg, E. Kogan, K.C. Moffeit, P. Seyboth, I.O. Skillicorn, H. Spitzer, G. Wolf, H.H. Bingham, W.B. Fretter, W.J. Podolsky, M.S. Rabin, A.H. Rosenfeld, G. Smadja,



- Phys. Rev. D7, 3150, 1973.
21. D.S.Ayres, R.Diebold, A.F.Greene, S.L.Kramer, J.S.Levine, A.J.Pawlicki, A.B.Wicklund. Phys. Rev. Letters 32, 1463, 1974.
  22. H.J.Besch, G.Hartmann, R.Kose, F.Krautschneider, W.Paul, U.Trinks. Nucl. Phys. B70, 257, 1974.
  23. R.Bizzarri, G.Ciapetti, C.Dionisi, U.Dore, M.Gaspero, I.Laakso, F.Marzano. Nuovo Cimento 20A, 393, 1974.
  24. G.Cosme, B.Jean-Marie, S.Jullian, F.Laplanche, J.Lefrancois, G.Parrou. Phys. Letters 48B, 159, 1974.
  25. A.J.de Groot, W.Hoogland, B.Jongejans, J.C.Kluyver, G.G.G.Mascaro, W.J.Metzger, H.G.J.M.Tiecke, J.J.M.Timmermans. Nucl. Phys. B74, 77, 1974.
  26. G.R.Kalbfleisch, R.C.Strand, J.W.Chapman. Phys. Rev. D13, 22, 1976.
  27. S.R.Borenstein, J.S.Danburg, G.R.Kalbfleisch, R.C.Strand, V.V.Burg, J.W.Chapman, R.K.Kiang, J.Lys. Phys. Rev. D5, 1559, 1972.
  28. D.Cohen, D.S.Ayres, R.Diebold, S.L.Kramer, A.J.Pawlicki, A.B.Wicklund. Phys. Rev. Letters 38, 269, 1977.
  29. R.Baldi, T.Bohringer, P.A.Dorsaz, V.Hungerbuhler, H.W.Kienzle-Focacci, M.Martin, A.Mermoud, C.Nef. P.Siegrist. Phys. Letters 68B, 381, 1977.
  30. C.W.Akerlof, P.Alley, D.Bintinger, W.R.Ditzler, D.A.Finley, O.E.Johnson, D.Koltick, F.J.Loeffler, R.L.Loveless, D.I.Meyer, E.I.Shibata, K.C.Stanfield, R.Thun, D.D.Yovanovith. Phys. Rev. Letters 39, 861, 1977.



31. А.Д.Букин, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Ю.М.Шатунов, Б.А.Шварц, С.И.Эйдельман. Ядерная физика 27, 976, 1978.
32. А.Д.Букин, Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Труды 5 международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарным частицам, Варшава, I38, 1975.
33. Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов.  
Труды 5 международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц, Варшава, I48, 1975.
34. S.I.Serednyakov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Ju.M.Shatunov. Phys. Letters 66B, 102, 1977.
35. Cohen et al. Fund. Cons. Rhys.
36. W.H.Barkas, J.N.Dyer, H.H.Heckman. Phys. Rev. Lett. 11, 26, 1963.
37. D.E.Greiner. Ann. Rev. Nuclear Sci. 15, 67, 1965.
38. R.Kunselman. Phys. Lett. 34B, 485, 1971.
39. G.Bakenstoss, A.Bamberger, I.Bergstrom, T.Bunaciu, J.Egger, R.Hagelberg, S.Hultberg, H.Koch, Y.Lynen, H.G.Ritter, A.Schwiter, L.Tauscher. Phys. Lett. 43B, 431, 1973.
40. R.Kunselman. Phys. Lett. 43B, 431, 1973.
41. S.C.Cheng, Y.Asano, M.Y.Chen, G.Dugan, E.Hu, L.Lidofsky, W.Patton, C.S.Wu, V.Hughes, D.Lu. Nucl. Phys. A254, 381, 1975.



42. W.T.Ford, P.A.Piroue, R.S.Rommel, A.J.S.Smith, P.A.Souder. Phys. Lett., 38B, 335, 1972.
43. И.Б.Вассерман, И.А.Кооп, Л.М.Курдадзе, В.П.Кутовой, А.П.Лысенко, С.И.Мишнев, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, В.Г.Шамовский, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ 77-78, Новосибирск, 1978.
44. В.Н.Байер. УФН 78, 619, 1962.
45. Н.И.Крупинин, Е.П.Солодов. Материалы рабочего совещания по методике пропорциональных камер. Препринт I3-7I54, 70, Дубна, 1973.
46. Review of particle properties. Phys. Lett. 75B, 1978.
47. С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. Москва, 1962.
48. В.В.Анашин, Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, В.И.Куделайнен, А.С.Медведко, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, В.Г.Пономоренко, Р.А.Салимов, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. Препринт ИЯФ 74-86, Новосибирск, 1974.
49. W.H.Barkas. Nuovo Cimento 8, 201, 1958.
50. Богомолов К.С., Л.П.Вахтанова. Ж. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр. 12, 349, 1967.
51. W.H.Barkas, P.H.Barrett, P.Cüer, H.Heckman, F.M.Smith, H.K.Ticho. Nuovo Cimento 8, 185, 1958.
52. W.H.Barkas, J.N.Dyer, H.H.Heckman. Phys. Rev. Lett. 11, 26, 1963.
53. C.Tschalär, H.Bichsel. Nucl. Instr. Methods 62, 208, 1968.
54. H.Bichsel, C.Tschalär. Phys. Rev. 175, 476, 1968.
55. U.Fano. Ann. Rev. Nucl. Sci. 13, 1, 1963.
56. E.Bonderup. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35, 1, 1967.



57. J.D.Jackson, R.L.McCarthy. Phys. Rev. B6, 4131, 1972.
58. P.B.Eby, S.H.Morgan. Phys. Rev. A5, 2536, 1972.
59. J.Rotblat. Nature 167, 550, 1951.
60. Я.И.Азимов, А.И.Вайнштейн, Л.Н.Липатов, В.А.Хозе. Письма в ЖЭТФ 21, 378, 1975.
61. Г.М.Тумайкин. Диссертация. Новосибирск, 1978.
62. G.Gounaris, T.Sakurai. Phys. Rev. Lett. 21, 244, 1968.
63. В.Н.Байер. Препринт ИЯФ52-72, Новосибирск, 1972.
64. F.M.Renard. Nuclear Physics B15, 267, 1970.
65. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov. Preprint INP 76-64, Novosibirsk, 1976.
66. А.А.Соколов, Н.М.Тернов. ДАН СССР 153, 1052, 1963.
67. H.H.Heckman, P.J.Lindstroem. Phys. Rev. Letters 22, 871, 1969.