

14  
11-48  
553



553

НЕКОТОРЫЕ МАТЕРИАЛЫ  
РАБОЧЕГО СОВЕШАНИЯ  
ПО ФОТОЭМУЛЬСИОННОЙ МЕТОДИКЕ

/ 11 - 14 мая 1960 г. /

Дубна 1960 год

14

11-47

НЕКОТОРЫЕ МАТЕРИАЛЫ  
РАБОЧЕГО СОВЕЩАНИЯ  
ПО ФОТОЭМУЛЬСИОННОЙ МЕТОДИКЕ  
/ 11 - 14 мая 1960 г. /

875/7 пр.

Объединенный институт  
технических исследований  
БИБЛИОТЕКА

СО Д Е Р Ж А Н И Е

1. Д.И.Блохинцев	Замечания к программе эмульсионных работ по $/N, N/$ и $/\tilde{T}, N/$ -столкновениям . . . . .	5
2. Б.П. Банник, М.И. Подгорецкий	Ускоренный метод просмотра фотоэмульсий по следу . . . . .	13
3. И.М. Граменицкий	Критерии $/\rho, N/$ -взаимодействий и $/\tilde{T}, N/$ -взаимодействий в фотоэмульсии . . . . .	15
4. В.А. Никитин	Об идентификации упругих $/\tilde{T}, \rho/$ рассеяний . . . . .	19
5. Ван Шу-фень, В.В. Глаголев, Н. Далхажав, М. Сук	Идентификация частиц с $g/g_0 < 1,4$	21
6. Н.Н. Мельникова, А.А. Номофилов	Идентификация черных и серых следов в эмульсионной камере	25
7. В.А. Свиридов	Геометрические поправки . . . . .	29
8. В.В. Глаголев, В.А. Свиридов	Простые приспособления для ускорения просмотра и измерений . . . . .	31

С 11 по 14 мая 1960 года в Объединенном институте ядерных исследований проводилось рабочее совещание по фотоэмульсиям, на котором был доложен ряд экспериментальных и теоретических работ по  $N, N$  - и  $\pi, N$  - взаимодействиям. Кроме того были обсуждены методы, которые были использованы для изучения  $N, N$  - и  $\pi, N$  - взаимодействий. В течение рабочего совещания оказалось, что использованные методы являются полезными для лабораторий и институтов, которые сотрудничают с Объединенным институтом ядерных исследований. Чтобы работники советских и зарубежных институтов, участвующие в совместной работе с сотрудниками Объединенного института ядерных исследований, могли получить данные, полезные для ускорения их работы и достижения однообразия в обработке результатов, было решено опубликовать методические работы в виде отдельного препринта. Одновременно в настоящем препринте помещены замечания Д.И.Блохинцева, адресованные экспериментаторам и сделанные им по проблемам, обсуждаемым на рабочем совещании.

Дубна, 7 июня 1960 года.

Оргкомитет.

## ЗАМЕЧАНИЯ К ПРОГРАММЕ ЭМУЛЬСИОННЫХ РАБОТ

### ПО $M, N_1$ и $\bar{M}, \bar{N}_1$ - СТОЛКНОВЕНИЯМ

Д.И. Блохинцев

Прежде всего я хотел бы воспользоваться случаем от имени дирекции поблагодарить участников совещания за интерес и внимание к инициативе нашего Института и пожелать им творческих успехов.

Мы надеемся, что активная работа этого совещания позволит более целенаправленно направить усилия коллективов, участвующих в нашей общей работе. Здесь есть две стороны дела: первое - правильный, актуальный выбор тематики и второе - обеспечение хорошего темпа точной работы.

В разумном решении этих задач вся суть конференции.

Однако, я не намерен сейчас вникать в организационные вопросы Вашего совещания, я хотел бы остановиться более на научной стороне дела и коротко охарактеризовать состояние теории в том круге проблем, который имеет прямое отношение к эмульсионным работам по нуклон-нуклонному и пион-нуклонному взаимодействиям.

Мы все хорошо знаем, что в настоящее время не существует последовательной теории сильных взаимодействий. Более того, можно быть уверенным, что такая теория немыслима без глубочайшей революции в наших основных концепциях.

Поэтому в настоящее время широко используются различные свойства симметрии и инвариантности, которые позволяют получить многие ценные сведения о систематике частиц, о возможных ограничениях /запретах/ в реакциях, или о тех или иных соотношениях между сечениями.

В гораздо более трудном положении находится та часть теории, которая претендовала бы на объяснение количественных характеристик процессов при высоких энергиях, таких как величина сечения, упругих и неупругих процессов, как относительная роль различных каналов реакций, угловые распределения и т.п.

Некоторый свет на эти вопросы проливает статистическая теория множественного рождения частиц, развитая Е.Ферми<sup>x/1</sup>.

Однако исследования в космических лучах, не очень надежные, все же дали некоторые указания на недостаточность этой концепции.

В своем докладе на симпозиуме в ЦЕРН<sup>e</sup> в 1956 году я выдвинул концепцию "керна" и периферии нуклона<sup>/4/</sup>. Эта концепция "керна" ничего общего не имеет с высказанной ранее Ястровым<sup>/5/</sup> гипотезой об области сильного отталкивания в центральных областях нуклона /"твердая сердцевина" "core"/, "Керн", в моем понимании, это область сильного неупругого взаимодействия, на языке потенциала - это область большого мнимого, а не действительного потенциала. На основе представления о керне и периферии нуклона я предложил классификацию столкновений нуклонов на три класса: столкновения пионных оболочек / $\pi, \pi$ -столкновения/, столкновения пионной оболочки с керном / $\pi, K$ -столкновения/ и, наконец, столкновения центральные / $K, K$ -столкновения/.

Тогда же были даны простые оценки периферических столкновений с помощью, так называемого, метода Вейцекера, т.е. с помощью разложения мезонного поля движущегося нуклона на плоские волны<sup>/4,5/</sup>.

При этом существенно новым было то обстоятельство, что для вычисления рассеяния виртуальных мезонов вместо совсем сомнительной теории возмущения были использованы эмпирические данные о рассеянии пионов.

Позвольте теперь заметить, что цель моего сообщения вовсе не историческая. При современном темпе развития нашей науки даже и более значительные достижения скоро забываются.

Я имею ввиду другое. Сейчас концепция центральных и периферических столкновений получает широкое распространение и поэтому очень важно, чтобы она применялась возможно более разумным образом. Она разрабатывается у нас в Объединенном институте В.С. Барашенковым и др.<sup>/7/</sup>, в ФИАН<sup>e</sup> И.Е. Таммом, который указал на роль изобар, Д.С. Чернавским<sup>/8/</sup>. Нам было особенно интересно узнать, что теоретики ЦЕРН<sup>a</sup> в принципе повторяют наш

<sup>x/</sup> Гидродинамическая теория<sup>/3/</sup> Ландау<sup>/12/</sup> имеет значение для особо высоких энергий /см. Д.Блохинцев<sup>/1/</sup>.

путь. Так, Р.Хагедорн<sup>/9/</sup> произвел многочисленные расчеты множественного рождения частиц, а Ф.Церулус и И.Ф.Бер<sup>/10/</sup> открыли заново концепцию двух типов столкновений: центральных и периферических.

В этой ситуации я хотел бы отметить, что я никогда не придавал теории "двух типов столкновений" буквального значения. Скорее, я считал ее и считаю сейчас эвристической.

Она действительно, по-видимому, оказывается полезной, но именно ввиду ее очень предварительного, в некоторой мере условного характера, ею следует пользоваться с большой осторожностью.

Главная трудность лежит в отыскании тех признаков, по которым эмпирически можно отличать центральные столкновения ядер от периферических столкновений.

Периферические столкновения могут быть рассмотрены тремя способами:

а/ Метод Вейцекера. В этом случае центральные столкновения отличаются от периферических критическим параметром удара  $b$ : при  $\pi l > b$   $l$  - длина волны,  $l$  - орбитальное число /столкновение периферическое, при  $\pi l < b$  оно считается центральным.

б/ Метод диаграмм Фейнмана /теория возмущения/.

В этом случае два типа столкновения отличаются передаваемым импульсом  $q$ . Если  $q < q_0$ , то столкновение считается периферическим /  $q_0$  - некоторый критический импульс/.

в/ Метод полюсов /усовершенствованная теория возмущения/.

Этот метод, по-видимому, наиболее совершенный. Суть его заключается в том, что в нем используются только некоторые, наиболее общие, черты теории возмущений, но не ее аппарат. Критерий здесь такой же, как и в случае б/:

$q < q_0$ . Заметим, что критерий в случае а/ есть лишь пространственное представление критериев б/ и в/:  $b \approx \hbar/q_0$ .

Ясно, что ни один из этих критериев не является достаточным, а только необходимым. Поэтому необходимы еще и другие признаки, которые позволили бы распутаться в сложной картине нуклон-нуклонных столкновений.

В этой связи я хотел бы еще отметить, что обычно считают центральные столкновения сферически симметричными.

Это мне кажется весьма условным и само по себе требует эмпирической проверки: можно ли увидеть из опыта, что столкновения с большой передачей импульса  $q$  и энергии  $\mathcal{E}$  имеют почти сферическое распределение?

Условность указанного предположения заключается в том, что в теории множественного рождения предполагается /а не доказывается/ возможность считать матричный элемент  $W$  перехода  $N+N \rightarrow N+N+n\pi$  или  $\pi+N \rightarrow N+n\pi$  в импульсном представлении слабо зависящим от углов, так что  $|W|^2$  можно вынести из-под знака интеграла по импульсам.

Не известно, получим ли мы тот же результат, если сделаем другое предположение, например, предположение о равновероятности моментов рожденных частиц?

Другой путь изучения периферических столкновений заключается в том, чтобы попытаться выделить качественные особенности процесса, характерные для периферических столкновений.

В этом отношении изучение столкновений  $|\pi, N|$  кажется гораздо более плодотворным, нежели изучение  $|N, N|$ -столкновений.

Этим я никак не хотел бы дискриминировать работы по  $|N, N|$ -взаимодействиям, дело ведь зависит не только от материала исследования, но и от исследователя. Но мне кажется, что вся ситуация с  $|\pi, N|$ -взаимодействием много проще и поэтому удобнее для получения разумных и интересных данных.

Во-первых, точное измерение упругого рассеяния пионов особенно на малые углы /в системе центра масс  $\Theta \sim 1^\circ$ / дает ценные сведения для оптической модели нуклона.

Далее, периферическое столкновение в случае  $|\pi, N|$ -столкновений есть заведомо  $|\pi, \pi|$ -столкновение, в то время как в случае  $|N, N|$ -столкновения вероятность чистого  $|\pi, \pi|$ -столкновения относительно очень мала. В случае  $|\pi, \pi|$ -столкновения существует целый ряд изотопических и других соотношений симметрии, полезных для анализа столкновений.



В частности, например, при  $|\pi, \pi|$ -столкновении невозможны процессы:

$$\pi\pi \not\rightarrow (2n+1)\pi,$$

а возможны лишь процессы

$$\pi\pi \rightarrow 2n\pi.$$

Это нетрудно видеть из того обстоятельства, что взаимодействие  $\pi$ -мезонов между собой определяется формой четвертого порядка:  $\lambda\varphi^4$  или общее  $\mathcal{I}(\varphi_1\varphi_2\varphi_3\varphi_4)$ , где  $\mathcal{I}$  некоторый оператор.

В простейших процессах типа

$$\pi_3 + N \rightarrow N + 2\pi,$$

изображаемых диаграммой:

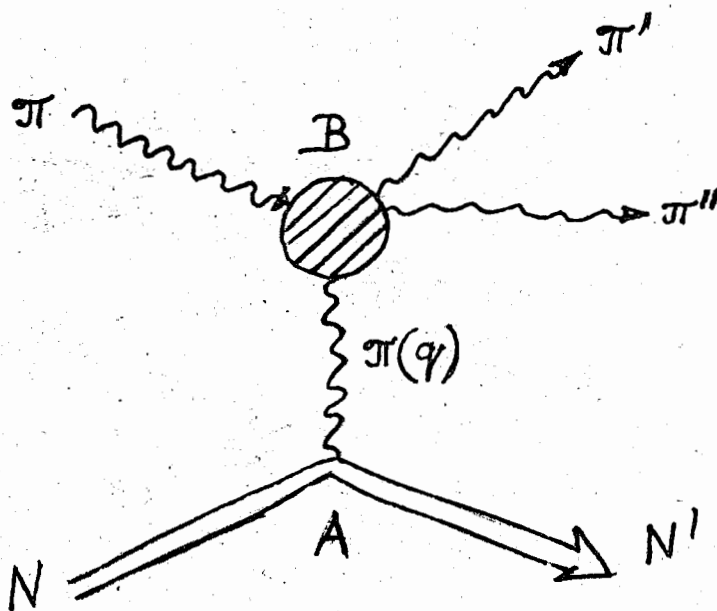
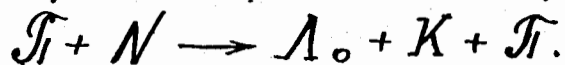


Рис. 1.

можно надеяться на получение далеко идущей информации, так как диаграмма в узле  $B$ , связанная с  $|\pi, \pi|$  - взаимодействием, сейчас всесторонне изучается теоретически. При небольших передачах импульса  $q < q_0$  распространение виртуального мезона по линии АВ может быть учтено полюсным членом.

Таким же путем можно рассчитывать на изучение процесса



В этом случае, опять же при  $q < q_0$  мы имеем ситуацию, сходную с предыдущим случаем

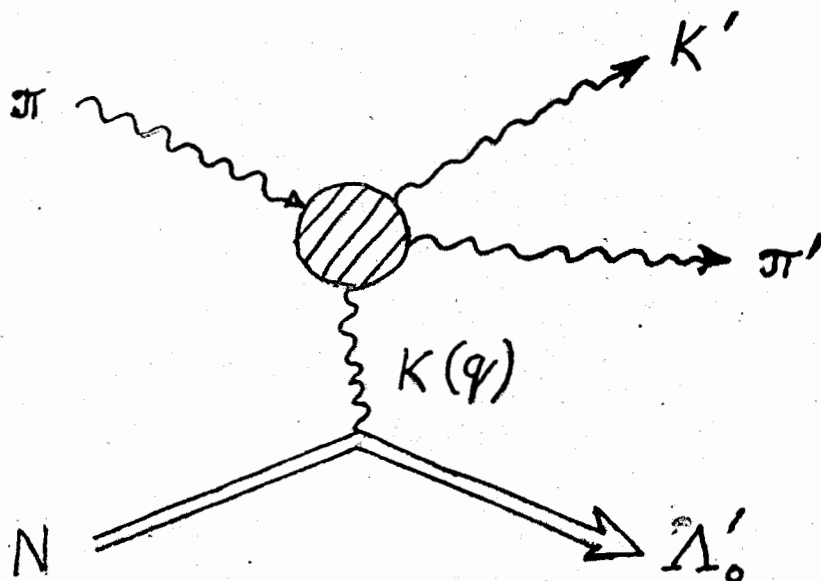


Рис. 2.

с той лишь разницей, что здесь передача импульса осуществляется К-мезоном. Расчеты, произведенные в этом случае, сотрудником ЛТФ Ван Жуном<sup>11/</sup> указывают, что ни скалярное, ни псевдоскалярное взаимодействия К-мезонов не может быть согласовано с опытными данными.

Расчеты Ван Жуна показывают также возможность получения существенной информации о  $|\pi, \pi|$  - взаимодействии из процесса  $\pi + N \rightarrow N + 2\pi$  при высокой энергии первичных мезонов. Однако, оказывается, что в эксперименте не отделены истинные двухпионные процессы от процессов с большим числом пионов, среди которых, однако, есть нейтральные.

Мне сейчас кажется важным получить количественные характеристики этого простейшего процесса при большой энергии.

Я хотел бы напомнить, что изучение упругого  $|\pi, N|$ -рассеяния на малые углы также может дать информацию о  $|\pi, \pi|$ -взаимодействии.

Мне кажется, что нет сомнений в том, что изучение взаимодействия нестабильных частиц  $|\pi, \pi|$ ,  $|\pi, K|$ ,  $|K, K|$  и т.п. является исключительно важным и интересным.

В моем сообщении подчеркнута, что процессы, которые наиболее удобны для изучения этих взаимодействий при нашей энергии пионов /около 7 Бэв/, не являются главными, и это делает трудным их исследование. Трудным, но интересным.

Главные процессы при энергии около 10 Бэв имеют большую множественность  $n \sim 3 \div 4$ . Но эти главные процессы могут быть рассчитаны только в очень общих чертах, на основе статистической теории множественного рождения частиц.

Я не хотел бы сейчас подробнее вдаваться в эту теорию.

Расчеты, выполненные у нас в Институте В.С.Барашенковым и др. <sup>/12/</sup>, показывают, что эта теория дает удовлетворительное согласие относительно множественности рождения пионов и их энергетического спектра с опытными данными, полученными у нас в Институте в группах, занятых изучением этих процессов <sup>/13/</sup>.

Угловое же распределение нельзя объяснить, если не ввести предположения о значительной роли периферических столкновений /около 50%/.

Менее ясны данные об относительной генерации пионов, нуклонных пар и странных частиц, а также и об их угловых распределениях.

Имеющиеся у нас данные об угловых распределениях странных частиц показывают, что они летят в системе центра масс преимущественно назад.

Это нельзя сопоставить со статистической теорией /"периферичность" 100% /. Поэтому статистическая теория, видимо, не обладает универсальностью, и информация, которую из нее можно извлечь, весьма скудна.

Заканчивая на этом свои замечания, я хотел бы совсем коротко их резюмировать следующим образом:

1/ Наиболее перспективным представляется изучение  $\pi, K$ -взаимодействия.

2/ Важно изучать не только основные черты процесса, но отдельные процессы /упругое рассеяние, процессы  $\pi + N \rightarrow N + 2\pi$  /, которые позволяют получать информацию о взаимодействии нестабильных частиц. Мне кажется совсем несущественным то обстоятельство, что эта информация на первых порах будет не очень точной.

#### Л и т е р а т у р а

1. Е.Ферми. Phys.Rev., 81, 683 (1951).
2. С.З.Беленький и Л.Д.Ландау. УФН, У1, 309 /1955/.
3. Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ, 30, 672 /1955/.
4. Д.И.Блохинцев. CERN, Symposium, 2, 155 (1956).
5. Ястров Phys.Rev., 108, 481 (1957).
6. Э. Бубелев. ЖЭТФ, 32, 357, /1958/.
7. В.С.Барашенков. Acta Phys.Polonica, 17, 177 (1958). Nuovo Cimento, 14, 656 (1959).  
Nuclear Physics, 15, 486, (1960).
8. В.И.Векслер. Доклад на Киевской конференции /1959/
9. R. Hagedorn, CERN, preprint.
10. F. Cerulus, I. V. Behr. CERN, preprint.
11. Ван Жун. / в печати/.
12. В.С.Барашенков. ОИЯИ, препринт. P-540
13. См. работы эмульсионных групп ОИЯИ. P-530.

УСКОРЕННЫЙ МЕТОД ПРОСМОТРА ФОТОЭМУЛЬСИЙ  
ПО СЛЕДУ

Б.П. Банник, М.И. Подгорецкий

Пластинка выставляется на столике микроскопа так, чтобы ось пучка частиц была параллельна направлению движения столика по  $X$ . Выбранный след устанавливается в середине поля зрения. Столик перемещается по  $X$  на расстояние  $h = 2-3$  мм. Новое положение следа по отношению к шкалке сравнивается на глаз с предыдущим. Расстояние по  $y$  между этими двумя положениями соответствует углу наклона, образуемому следом с направляющей  $X$  столика. Операция повторяется до тех пор, пока след не оборвется на поверхности эмульсии. В тех случаях, когда угол наклона следа изменяется, просмотр следа в замедленном темпе повторяется, внимательно отыскивают событие, вызвавшее изменение направления следа. После приобретения необходимых навыков перемещение по  $X$  через  $h$  производится непрерывно, равномерным вращением винта  $X$ .

В зависимости от поставленной задачи не всегда обязательно отмечать положение следа через каждое  $h$ . Достаточно отметить положение в двух точках в начале следа и двух в конце. Разность углов наклона дает величину угла излома следа.

Если требуется обнаружить события, при которых исследуемая частица изменяет направление движения на сравнительно большой угол или исчезает, то достаточно в различных местах по ходу движения столика проверить присутствие следа в поле зрения.

При достаточно большой плотности облучения перемещение столика следует производить, не теряя изображения следа, чтобы можно было отличить продолжаемый след от соседних. Это сделать нетрудно, так как при быстром перемещении столика зерна, образующие след, сливаются в хорошо различимую сплошную линию, которая остается в определенном месте поля зрения или же медленно смещается, если след частицы имеет небольшой угол с осью пучка.

При быстром просмотре следа трудно осуществить синхронное перемещение столика по  $X$  и по  $Z$ . Иногда линия, изображающая след, теряется. При небольшом смещении по  $Z$  след легко находится, но при этом может случиться, что рядом окажется посторонний след, который будет принят за продолжаемый, и дальнейшее прослеживание будет идти уже вдоль этого второго следа. Опасность такой "пересадки" увеличивается при большой плотности числа следов. При плотности  $n \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$  вероятность этого события мала.

Очень удобно производить регистрацию событий, наблюдая изменение скорости смещения следа по  $y$  при равномерном перемещении столика по  $X$ . Последний способ позволяет опытному наблюдателю вести просмотр со скоростью  $5 - 8 \frac{\text{М}}{\text{день}}$  и регистрировать отклонения следа от прямолинейности порядка  $0.1^\circ - 0.2^\circ$ .

Для эффективного применения ускоренного метода просмотра необходимо, чтобы конструкция микроскопа позволяла производить перемещение столика по  $X$  равномерно, а также выставлять пучок следов параллельно направляющей столика /микроскоп типа МБИ-9/.

Благодаря большой скорости просмотра сокращение времени непроизводительных операций /записи, возвращения столика в начальное положение после прослеживания следа и т.п./ дает заметный эффект  $6 - 8 \frac{\text{М}}{\text{день}}$  /.

---

<sup>x/</sup> Б.П.Банник, М.И.Подгорецкий "Усовершенствованный метод просмотра фотоэмульсий по следу", препринт Р-333, ОИЯИ, 1959 г.

Б.П.Банник, М.И.Подгорецкий "Ускоренный метод просмотра фотоэмульсий по следу". ПТЭ, в печати.

КРИТЕРИИ ОТБОРА  $/p, N/$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
И  $/\pi, N/$  ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ФОТОЭМУЛЬСИИ

И.М.Граменицкий

При изучении неупругих взаимодействий нуклон-нуклон и  $\pi$ -мезон-нуклон методом фотоэмульсий весьма существенно установить критерии отбора таких событий. Рассмотренные ниже критерии, не являясь однозначными, позволяют сделать выборку, сильно обогащенную взаимодействиями нуклон-нуклон или  $\pi$ -мезон-нуклон.

Далее мы рассматриваем критерии на примере  $/p, N/$  взаимодействий. Для взаимодействий  $/\pi, N/$  все эти критерии целиком применимы с заменой падающего протона на  $\pi$ -мезон.

Из числа взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии выбираются случаи, удовлетворяющие следующим критериям:

1. Число медленных частиц  $/I \geq 1,4 I_{\text{плато}}/$  должно быть не более двух.
2. Должны отсутствовать ядра отдачи.
3. В случаях с четным числом вторичных лучей должны отсутствовать  $\beta$ -электроны. /При взаимодействии протонов с квазисвободными протонами все остаточные ядра остаются стабильными/.
4. В случаях с нечетным числом вторичных лучей может быть  $\beta$ -электрон. / При взаимодействии протонов с квазисвободными нейтронами в 75% случаев остаточные ядра становятся  $\beta$ -активными/.
5. Протон должен иметь пробег  $l \geq 4$  мм /  $E_p \geq 31$  Мэв/. Это позволяет исключить случаи взаимодействия протон-ядро с испарением одного протона. Среди случаев, отброшенных по этому критерию, практически не содержится  $/p-N/$ -взаимодействий. Если бы среди случаев с медленным протоном  $/l \leq 4$  мм/ имелись  $/p-N/$ -взаимодействия, то следовало бы ожидать для этих протонов асимметрию вперед-назад. Фактически же по данным

работы [1] число медленных протонов, испущенных в переднюю и заднюю полусферу в л.с. равно 54 и 53 соответственно.

6. При данной энергии протона угол его вылета не должен быть больше, чем при упругом рассеянии протон-протон.

7. При данном числе  $\pi$ -мезонов  $n$  угол вылета протона не должен превышать некоторого  $\theta_{max}(n)$ , соответствующего кинематике столкновений протон-нуклон. В качестве числа  $\pi$ -мезонов выбирается величина

$$n = n_s - 1.$$

8. Должно выполняться неравенство [2]:

$$\sum (E_i - p_i \cos \theta_i) \leq M + E_0 - p_0, \quad /1/$$

где  $E_i, p_i, \theta_i$  - полная энергия, импульс и угол вылета  $i$  - той вторичной заряженной частицы л.с.,  $M$  - масса протона,  $E_0$  и  $p_0$  - энергия и импульс налетающего протона в л.с.

При этом неидентифицированные быстрые частицы  $I \leq 1,4 I_{\text{плато}}$  считаются  $\pi$ -мезонами. В качестве нижнего предела энергии и импульса для них принимались значения  $E_{\min} = 196$  Мэв,  $p_{\min} = 137$  Мэв/с. При применении /1/ необходимо найти минимум  $(E - p \cos \theta)$ , который даётся выражением

$$\min (E - p \cos \theta) = \begin{cases} m_{\pi} \sin \theta & \text{при } \theta \leq 45^\circ \\ (196 - 137 \cos \theta) & \text{при } \theta > 45^\circ \end{cases}$$

Таким образом неравенство /1/ может быть записано в следующем виде

$$\begin{aligned} & \sum_i (E_i - p_i \cos \theta_i)_{\text{идент. част.}} + \\ & \left[ \sum_j (196 - 137 \cos \theta_j)_{\theta_j > 45^\circ} + \sum_k (140 \sin \theta_k)_{\theta_k \leq 45^\circ} \right] \leq \\ & \leq M + E_0 - p_0 \end{aligned}$$



В заключение следует подчеркнуть, что все перечисленные критерии являются необходимыми, и при работе с фотоэмульсиями всегда останется некоторая неопределенность в выборе неупругих взаимодействий протон-нуклон.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, И.М.Граменицкий, В.Б.Любимов, Ю.П.Мерекон, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Тувдендорж, ЖЭТФ, 37, 1225 /1959/.
2. Н.Г.Биргер, Ю.А.Сморддин, ЖЭТФ, 36, 1159 /1959/.

# ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ УПРУГИХ $\pi$ -p-РАССЕЯНИЙ

В.А.Никитин

## Способ измерения углов

Наибольшей точности измерения требует угол рассеянного мезона, поэтому применялась следующая процедура. Пластика выставлялась так, что пучковая частица оказывалась приблизительно параллельной движению столика. Затем с помощью окулярного микрометра измерялись расстояния  $h_i$  / см. рис. 1 /, а также - с помощью микровинта  $Z$  - координаты соответствующих точек.

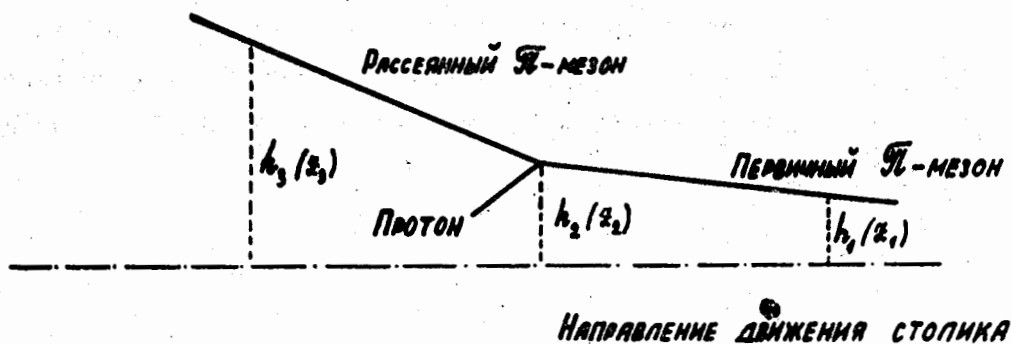


Рис. 1.

$l$  - выбиралось в интервале 1000-3000  $\mu\text{с}$  /в зависимости от расположения звезды/.

Плоский и глубинный углы, очевидно, даются формулами

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{h_3 - (h_2 - h_1)}{l}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{z_3 - (z_2 - z_1)}{l}$$

При таком способе измерений точность  $\delta(\theta, \alpha) \leq 0,2^\circ$ .  
 Углы, характеризующие протон отдачи, измерялись обычным способом. Ком-  
 планарность звезды вычислялась по плоскому и глубинному углу обоих вторич-  
 ных частиц. Далее отбор проводился по критериям "угол-угол" и для прото-  
 на отдачи "угол-импульс".

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ С $g/g_0 \approx 1,4$

Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Далхажав, М.Сук

Для идентификации заряженных частиц применялся метод  $g/g_0 \cdot p\beta c$ .  
Использовались кривые, рассчитанные Баркасом [1]. При этом часть кривой  
для  $\pi^-$ -мезона с  $p\beta c > 4,6$  Бэв получена экстраполяцией. См. рис.1.

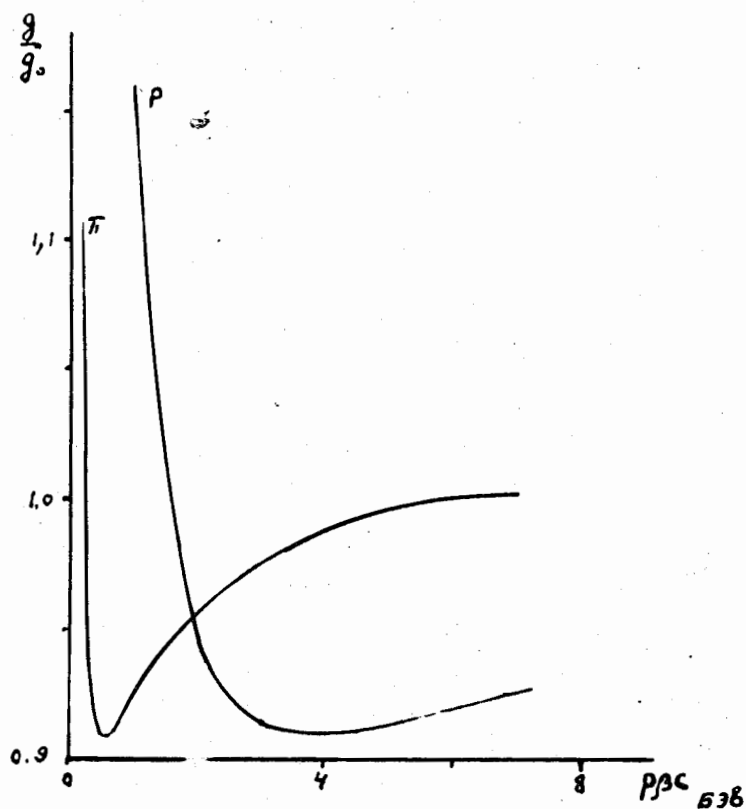


Рис. 1.

В области пересечения кривых идентификация невозможна. Эта область, оцененная из ошибок в  $g/g_0$  и  $p\beta c$ , занимает интервал по  $p\beta c$  от 1,5 до  $2,5 \div 2,7$  Бэв. Из характера кривых видно, что различить мезоны от протонов можно только при довольно точных измерениях, особенно ионизации. Величина  $p\beta c$  определялась измерением многократного рассеяния координатным методом с постоянной длиной ячейки по формуле

$$pvc = \frac{K t^{3/2}}{\bar{\Delta}_2},$$

где  $\bar{\Delta}_2$  - есть средняя вторая разность из измерений  $\bar{D}_2$ , поправленная на ложное рассеяние и шумы;  $K$  - величина, очень медленно меняющаяся с  $t$ , и мы считаем ее постоянной.  $K$  включает в себя константу рассеяния, а также факторы перевода градусов в радианы и выражение длины ячейки в единицах 100 мк/;  $t$  - длина ячейки в единицах 100 мк. Поправка на ложное рассеяние и шумы вводилась по формуле:

$$\bar{\Delta}_2 = \sqrt{(\bar{D}_2)^2 - (\bar{D}_{лож})^2 - \epsilon_{шоз}^2},$$

где  $\bar{D}_{лож}$  - средняя величина ложного рассеяния для данной ячейки;  $\epsilon_{шоз}$  - шумы отсчета и зерен для данных микроскопа и наблюдателя /шумы столика не учитывались в виду их малости/.

Для определения величины ложного рассеяния проводились измерения на следах первичных частиц известного импульса с основной ячейкой 500 мк в каждой пластинке или в каждой партии пластинок /по проявлению/ в зависимости от качества стопки. Величина ложного рассеяния  $\bar{D}_{лож}$  определяется для различных длин ячеек по формуле:

$$\bar{D}_{лож} = \sqrt{(\bar{D}_2)^2 - (\bar{\Delta}'_2)^2 - \epsilon_{шоз}^2},$$

где  $\bar{\Delta}'_2$  - величина кулоновского рассеяния, вычисленная для частиц известного импульса. Ложное рассеяние было целесообразно исключать, когда

$$\frac{\bar{D}_2}{\bar{D}_{лож}} \geq 2.$$

Шум отсчета и зерен определялся методом, описанным в [2], т.е. измерением в данных точках и в точках, сдвинутых на 20 мк. Если обозначить соответствующие 2-е разности  $D$  и  $D^*$ , то:

$$\epsilon_{шоз} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\overline{D - D^*})$$

В наших работах мы ограничивались измерениями плоских треков /  $\alpha \leq 3 \div 5^\circ$  /. При этом влияние дисторсии было очень малым, так как вычисление  $p\beta c$  из 2-х, 3-х и т.д. разностей давало близкий результат [3].

При измерениях ионизации считались сгустки. Нужно отметить, что ионизационные измерения весьма трудоемки из-за характера проявленных эмульсий. Во-первых, всегда нужно отбрасывать довольно значительные области у стекла и у поверхности каждого слоя, так как там чувствительность резко падает /рис. 2/. Во-вторых, в центральной области пластинки /по глубине/ не всегда

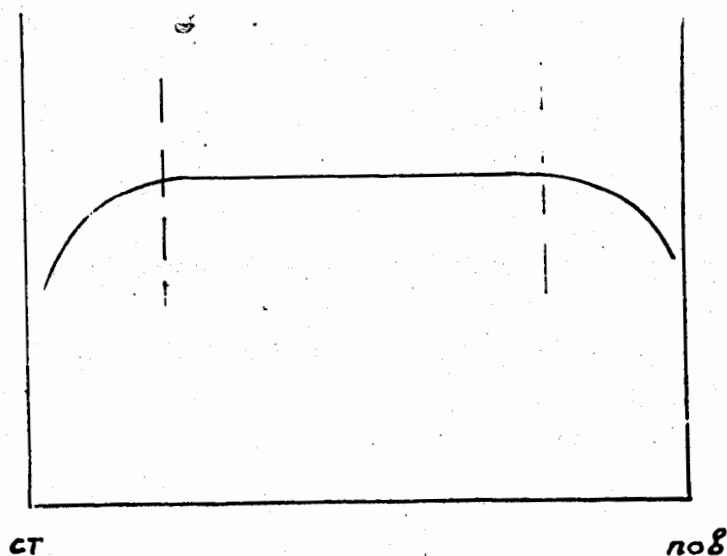


Рис. 2.

имеется плато по ионизации, а если имеется, то его уровень не остается постоянным в разных слоях данной стопки. Поэтому приходится проводить в каждой пластинке относительные измерения с большой статистикой, т.е. проводить измерения как на данном следе, так и на пучковых следах в области этого следа. Измерения приходится проводить на несколько пластинках, чтобы обеспечить статистическую точность не хуже 3%.

Л и т е р а т у р а

1. W. H. Barkas and D. M. Young . UCRL 2579 (1954)
2. Biswas et al. Proc. Ind. Ac. Sci. XLY1, 167/1957/.
3. Ван Шу-фень, Н. Далхажав, Р. М. Лебедев, В. Н. Стрельцов /ПТЭ в печати/.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧЕРНЫХ И СЕРЫХ СЛЕДОВ  
В ЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЕ

Н.Н.Мельникова, А.А.Номофилов

При анализе случаев  $N-N_1$  и  $J-N_1$  взаимодействий прежде всего производится разделение следов на 3 класса: 1/ черные, 2/ серые и 3/ релятивистские.

Черные следы определяются визуально, к серым относятся следы с ионизацией  $I > 1,4 I_0$ , где  $I_0$  - ионизация плато. Черные и серые треки продолжают до остановки, распада, вторичного взаимодействия или выхода из камеры. Измеряется их длина пробега.

Черные треки идентифицируются по характеру остановок /распад,  $\beta$ -звезда, остановка  $P$  и тому подобное/ и по изменению вида трека вдоль пути в эмульсионной камере. Энергия и импульс частиц определяются по таблицам  $Fau$ . Серые треки, останавливающиеся в камере, идентифицируются подобным же образом, за исключением сомнительных случаев, на которых производятся ионизационные измерения. Для идентификации серых следов, выходящих из камеры, применяется метод Фаулера-Перкинса [1].

Еще в 1954 году O'Seallaigh пришел к выводу, что распределение разрывов по длинам носит экспоненциальный характер. Показатель экспоненты  $g$  - есть величина, обратная средней длине разрывов. Для ионизации меньше  $10 I_{min}$  показатель экспоненты почти пропорционален ионизационным потерям в бромистом серебре, отношение  $g/g_0 / g_0$  - показатель экспоненты для следов с  $I = I_{плато}$  не зависит от степени проявления эмульсии и поэтому является удобной характеристикой следа частицы. Лучшее всего показатель  $g$  определяется из отношения общего числа наблюдаемых разрывов /или сгустков/ к числу разрывов длиной, больше некоторого минимального значения. /Тем самым исключается зависимость от размера зерна/. Если  $N_1$  и  $N_2$  - числа разрывов с длинами, большими  $l_1$  или  $l_2$  на единицу длины трека, то показатель экспоненты  $g$  определяется как:



$$g = \frac{1}{e_2 - e_1} \ln \left( \frac{H_1}{H_2} \right) \quad /1/$$

для плоских треков.

Для наклонных следов  $g = \frac{1}{e_2 - e_1} \ln \left| \frac{H_1}{H_2} \right| \cos \theta$   
 $\theta$  - угол погружения следа в эмульсии. Обычно выбирают  $e_1 = 0$ , тогда  $H_1 \equiv B$  /плотности сгустков/.

Практически измерения на серых следах производились следующим образом. На исследуемом треке измерялось число сгустков и разрывов длиной  $> l_{min}$  в начале следа и вблизи его выхода из стопки. Полное число сгустков и разрывов определялось требуемой точностью, а  $l_{min}$  выбиралось так, чтобы отношение  $\frac{B}{H}$  на измеряемом треке было заключено в пределах

$$4 < \frac{B}{H} < 12 \quad \text{Согл. [1].}$$

Относительная ошибка измерений определялась как

$$\frac{dg}{g} = \frac{1}{\sqrt{N_H} \ln \frac{B}{H}}$$

где  $N_H$  - полное число разрывов на треке.

Аналогичная процедура проделывалась с пучковыми треками. Расчет проводился по формуле:

$$g/g_0 = \frac{l_0}{l} \frac{\lg \frac{B}{H}}{\lg \frac{B_0}{H_0}} \cos \theta,$$

где  $0$  - индекс относится к пучковому треку.  $l_0$  и  $l$  - минимальные длины разрывов в делениях окулярного микрометра.  $B$  и  $H$  - числа сгустков и разрывов на единицу длины трека.  $\theta$  - угол погружения трека в эмульсии. Длина разрывов измерялась между внутренними краями проявленного зерна.

С помощью кривых  $g/g_0 = f(R) [1]$  для  $\pi$  и  $\rho$   
 /была проверена возможность использования этой кривой для эмульсии  
 НИКФИ тип Р путем измерения на следах частиц известной массы/, зная  $g/g_0$   
 в начале и в конце трека, а также длину прохождения частицы в стопке,  
 можно было идентифицировать частицы по массе. Нужно сказать, что иногда  
 бывает достаточно измерить  $g/g_0$  только в начале следа. Вычисляя оста-  
 точный пробег по значению  $g/g_0$  для частиц различных масс и сравнивая его  
 с пробегом частицы в камере, можно исключить некоторые возможности иденти-  
 фикации /например, если определенный по  $g/g_0$  пробег для  $\pi$ -мезона  
 много меньше пробега в камере, то след заведомо принадлежит не  $\pi$ -мезону/.

Мы проводили измерения  $g/g_0$  с точностью в среднем порядка 10%  
 / см. формулу для определения точности/. При этом набиралось общее число  
 сгустков  $\sim 400$ . Измерения проводились до углов погружения порядка  $45^\circ$ ,  
 хотя принципиально можно пользоваться этим методом и при больших углах  
 [3]. Для больших углов погружения приходилось производить измерения сгустков  
 и разрывов на исследуемом треке и на пучковых следах в нескольких пластин-  
 ках, вычислять  $g/g_0$  в каждом слое и находить его средне-взвешенное значе-  
 ние.

#### Л и т е р а т у р а

[1] Fowler, Perkins Phil. Mag. vol.46 series 17 n 377 (1955)

[2] O'Ceallatigh CERN report BS 11 (1954)

[3] R. C. Kumar Nuovo Cimento 6 739 (1957)

## ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПОПРАВКИ

В.А.Свиридов

Измерение многократного рассеяния в фотоэмульсиях может быть проведено лишь на треках, имеющих малый наклон к поверхности эмульсии. В связи с этим вероятность быть измеренными для треков, имеющих разный угол по отношению к направлению пучка, различна.

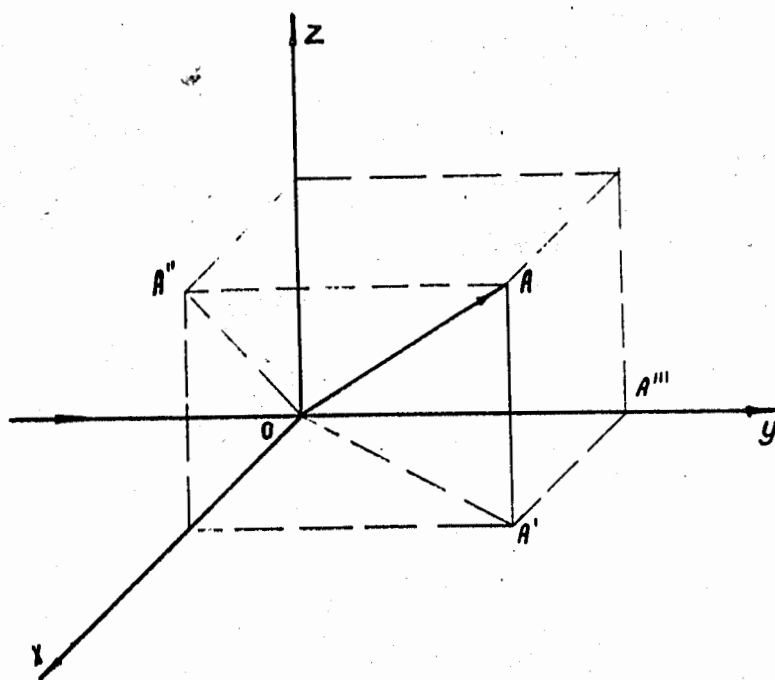


Рис. 1.

В ряде случаев необходимо учитывать эту вероятность, для чего вводятся геометрические поправки. На рис. 1 пучок направлен по оси  $Oy$ . Вторичная частица вылетает под углом  $\varphi = \angle A'Oy$  к направлению пучка. В эмульсии измеряются "плоский" угол  $\theta = \angle A''Oy$  и "глубинный" угол  $\alpha = \angle AOA'$ . Введем азимутальный угол  $\psi = \angle A''Ox$ . Легко видеть, что существуют соотношения:

$$\cos \varphi = \cos \alpha \cdot \cos \theta$$

$$\sin \varphi = \sin \alpha / \sin \varphi.$$

/1/

Геометрической поправкой для угла  $\varphi$  называется отношение полной вероятности вылета под углом  $\varphi$  к вероятности того, что частица будет иметь при этом глубинный угол  $\alpha \leq \alpha_0$ , где  $\alpha_0$  - граничный угол.

$$K = P / P_{\alpha \leq \alpha_0}.$$

/2/

Если распределение по углу  $\varphi$  изотропно, то  $P \sim \frac{\pi}{2}$ , а

$$P_{\alpha \leq \alpha_0} \sim \varphi_{\alpha_0}.$$

/3/

Из соотношений /1/ легко найти угол  $\varphi_{\alpha_0}$

$$\varphi_{\alpha_0} = \arcsin \frac{\sin \alpha_0}{\sin \varphi}.$$

/4/

Из 2,3,4 следует, что

$$K = \frac{\pi/2}{\arcsin \frac{\sin \alpha_0}{\sin \varphi}}.$$

ПРОСТЫЕ ПРИСПОСОБЛЕНИЯ ДЛЯ УСКОРЕНИЯ  
ПРОСМОТРА И ИЗМЕРЕНИЙ

В.В.Глаголев, В.А.Свиридов

При быстром способе просмотра вдоль следа лаборанту приходится за смену делать около 10.000 оборотов винта микроскопа и сотни записей в тетради. Для ускорения и облегчения этой работы использовалось приспособление /см. фото № 1, и № 2 и схему № 3/, позволяющее возвращать пластинку в исходное положение с помощью электромотора и автоматически записывать длину протянутого следа.

Принцип работы приставки следующий: пусковая кнопка К6 подает напряжение на реле Р1, которое замыкает два контакта: К<sub>1</sub> включает мотор 2АСМ-400, возвращающий столик микроскопа в начальное положение, а К<sub>2</sub> подключает питание к обмотке Р<sub>1</sub>, благодаря чему Р1 остается включенной после размыкания К6. На винте микроскопа стоит контакт К5, замыкающийся один раз за каждый оборот винта, а число оборотов /и соответственно, длина протянутого трека/ записывается счетчиком СБ 1М 50. По возвращении столика микроскопа в исходное положение включается К4 и реле Р2 размыкает цепь питания Р1 и соответственно отключается мотор. Далее можно тянуть следующий след.

При точных измерениях ионизации лаборанту приходится считать за смену десятки тысяч сгустков, делать сотни записей в тетради, держать в уме большие цифры. Хорошо зарекомендовало себя простейшее приспособление для измерения ионизации, принцип которого состоит в том, чтобы вместо запоминания в уме лаборант, нажатием кнопки К5 /рис.3/, откладывал цифру на счетчик СБ 1М 50. Таким образом, память освобождается от работы /а работа, соответственно, освобождается от ошибок, связанных с ошибками памяти/, вместо сотен записей в тетради делаются единицы.

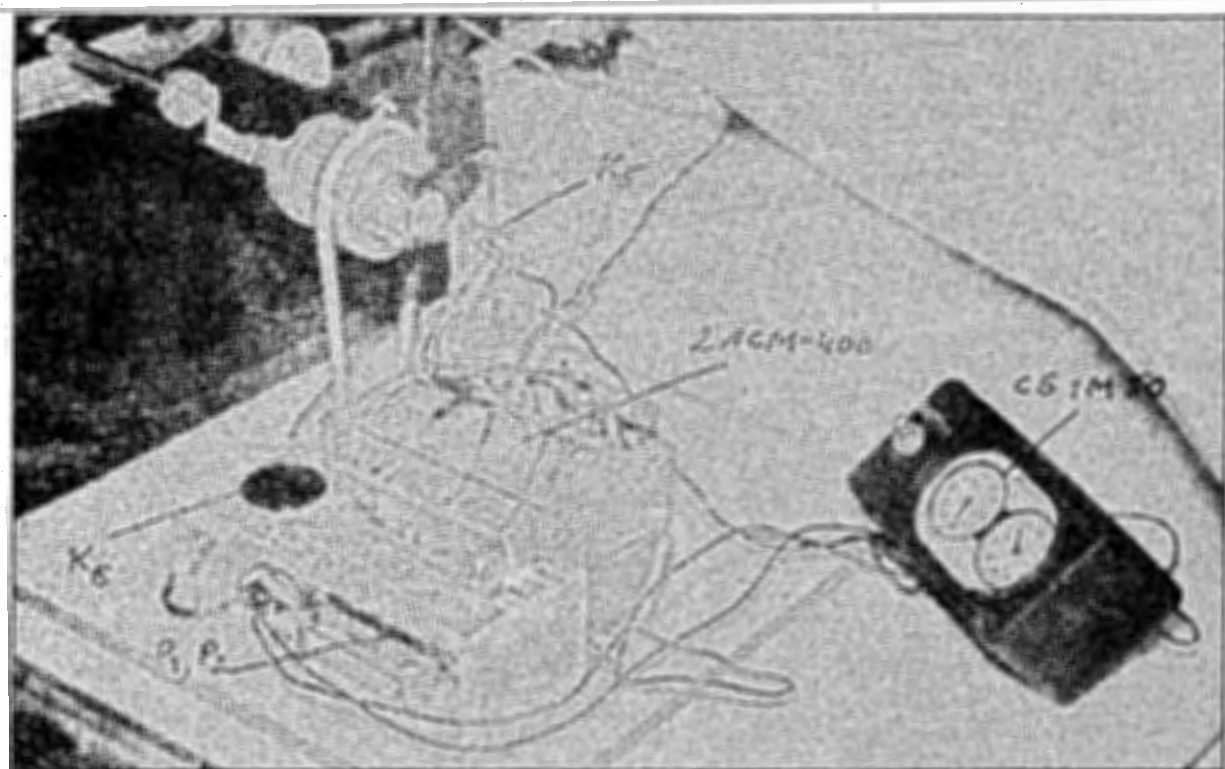


Рис.1

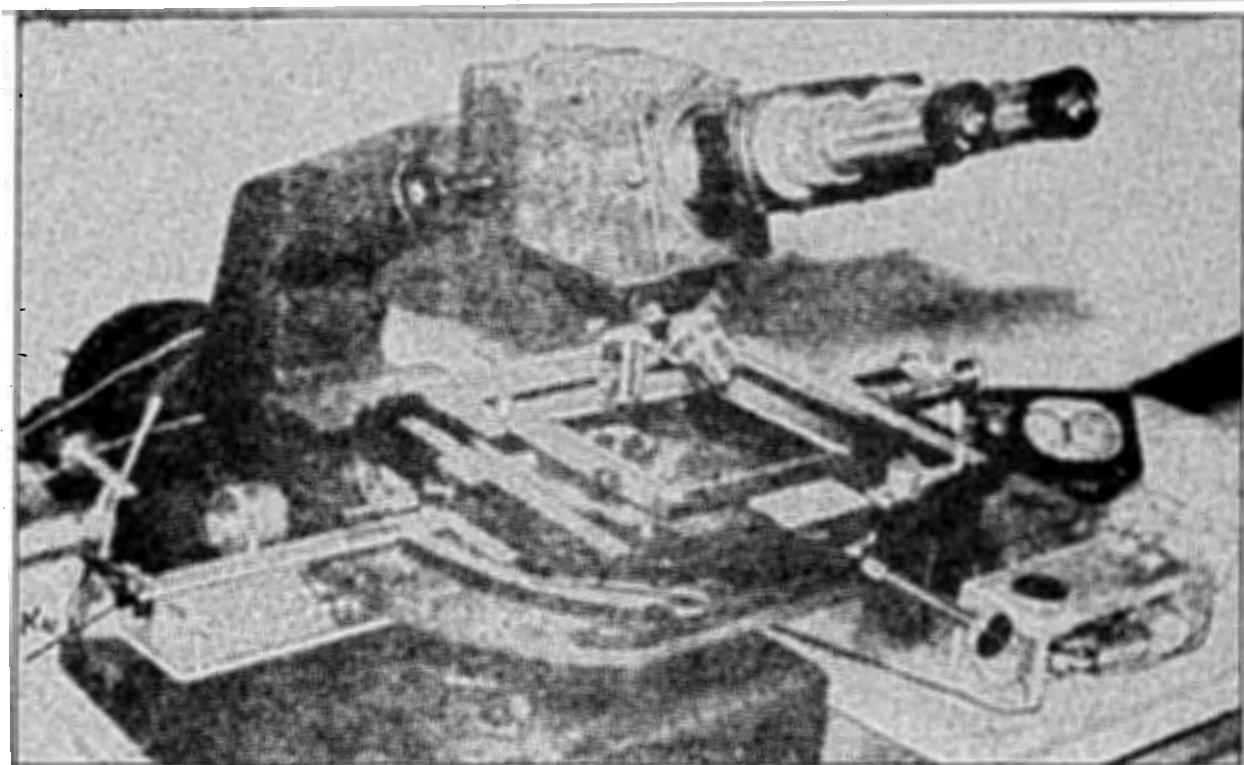


Рис.2

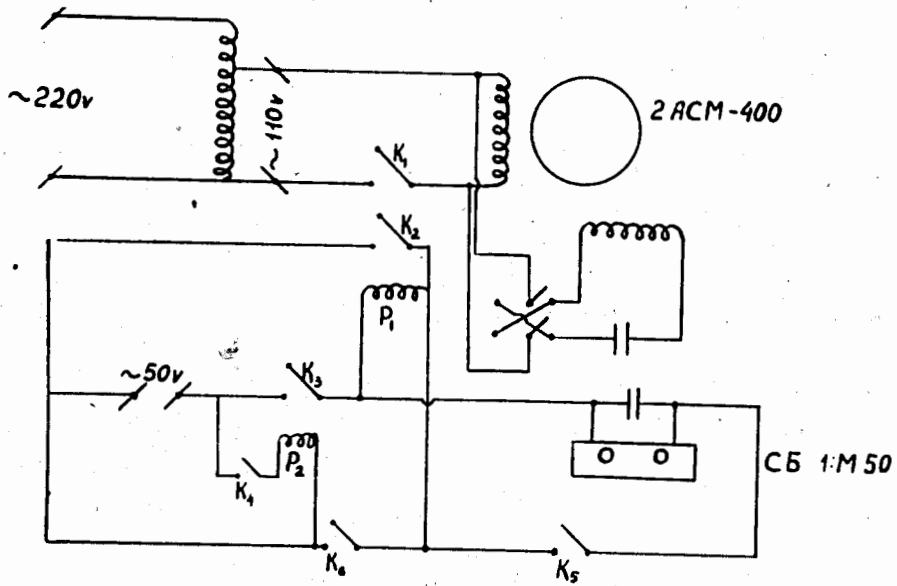


Рис.3