

$\frac{9}{A-39}$
0

Р. 300

Ю.К. Акимов, К.С. Мариш, О.В. Савченко, Л.М. Сороко

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЕЙТРОНА

В РЕАКЦИИ $p+p \rightarrow d+\pi^+$

ПРИ ЭНЕРГИИ 670 МЭВ

ЖЭТФ, 1959, т 37, в 1, с 46-53
studii si cercetari de fizica, 1960,
т 11 н 3, с 489-500.

Ю.К. Акимов, К.С. Мариш, О.В. Савченко, Л.М. Сороко

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЕЙТРОНА
В РЕАКЦИИ $p+p \rightarrow d+\pi^+$
ПРИ ЭНЕРГИИ 670 МЭВ

А н н о т а ц и я .

Векторная поляризация дейтронов от реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ измерена при энергии протонов 670 Мэв под тремя углами: 121° , $140^\circ 30'$ и 162° в с.ц.м. Найдена амплитуда нерезонансного p -перехода ${}^4S_0 \rightarrow {}^3S_1 p_0$. Вклад этого перехода в полное сечение составляет около 1%. Измеренная угловая зависимость векторной поляризации дейтрона не противоречит предположению, что амплитуды переходов из начальных ${}^3F_2^-$ и ${}^3F_3^-$ -состояний двух протонов равны нулю.

И. ВВЕДЕНИЕ.

Исследование состояний поляризации дейтронов в реакции



является одним из возможных экспериментов полного набора опытов, связанных с изучением этого элементарного процесса образования мезонов в нуклон-нуклонных соударениях. В опыте Триппа^[1] поляризация дейтрона была измерена при энергии протонов 340 Мэв. Полученные им результаты позволили завершить определение феноменологических параметров, характеризующих реакцию (I) в схеме Розенфельда^[2], а также Гелл-Манна и Ватсона^[3]. Было показано, что "резонансный" переход ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1 p_2$ является преобладающим в этой области по сравнению с "нерезонансным" переходом ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1 p_0$. Помимо этого опыт Триппа дает возможность установить соотношения между сдвигами фаз упругого (pp)-рассеяния в состояниях 1S_0 , 1D_2 , 3P_1 и комплексными фазами амплитуд переходов в реакции (I). Учет этого соотношения, как известно, уменьшает неоднозначность в выборе набора сдвигов фаз (pp)-рассеяния при энергии 310 Мэв^[4].

Изучение реакции (I) на поляризованном пучке протонов при энергиях 536, 616 и 654 Мэв^[5] привело к выводу о том, что начиная с энергии протонов 450 Мэв необходимо учитывать испускание частиц в реакции (I) не только в S - и p -состояниях, но и в d -состояниях. При этом как полученные результаты, так и выводы, вытекающие из опытов на неполяризованном пучке^[6,7], совместимы с предположением, что амплитуды d -переходов ${}^3F_2 \rightarrow {}^3S_1 d_2$ и ${}^3F_3 \rightarrow {}^3S_1 d_3$ равны нулю. Целью проведенного эксперимента кроме получения дополнительной информации о реакции (I) являлась проверка упомянутого предположения, а также уточнение оценок парциальных сечений при энергии протонов 670 Мэв.

II. Постановка эксперимента.

При измерении состояний поляризации дейтронов от реакции (I) был использован приближенный метод, развитый Триппом^[1], который позволял определять векторную поляризацию дейтрона. Обоснование этого метода связано с некоторыми свойствами процесса двойного рассеяния дейтрона на ядрах при энергии около 150 Мэв.

Известно, что в самом общем случае состояние поляризации пучка дейтронов можно задать средними значениями следующих спин-тензоров, введенных в работе^[8]:

$$\left. \begin{aligned} T_{00} &= 1; & T_{22} &= \frac{\sqrt{3}}{2} (S_x + i S_y)^2; \\ T_{11} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} (S_x + i S_y); & T_{21} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} [(S_x + i S_y) S_z + S_z (S_x + i S_y)]; \\ T_{10} &= \sqrt{\frac{3}{2}} S_z; & T_{20} &= \sqrt{\frac{1}{2}} (3 S_z^2 - 2). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Для полностью неполяризованного пучка дейтронов средние значения всех спин-тензоров, кроме $\langle T_{00} \rangle$, обращаются в нуль. Если дейтроны рассеиваются на каком-либо ядре, то возникает поляризация дейтрона. При этом векторная часть поляризации характеризуется спин-тензорами T_{11} и T_{10} . Тензорную часть поляризации, или иначе, -квадруполяризацию - характеризуют спин-тензорами второго ранга: T_{20} , T_{21} и T_{22} .

Рассмотрим пучок полностью неполяризованных дейтронов, испытывающих на первой мишени рассеяние $\vec{k}_{1i} \rightarrow \vec{k}_{1f}$, где \vec{k} - волновой вектор дейтронов. Пусть затем рассеянный пучок \vec{k}_{1f} падает на вторую мишень, где происходит второе рассеяние $\vec{k}_{2i} \rightarrow \vec{k}_{2f}$ причем $\vec{k}_{1f} = \vec{k}_{2i}$. Если относительно второй мишени выбрать систему координат с осью z , направленной по вектору \vec{k}_{1f} , и с осью y - вдоль вектора $\vec{n}_1 = \vec{k}_{1i} \times \vec{k}_{1f}$, то согласно [8], угловое распределение дейтронов на второй мишени будет описываться соотношением:

$$I = I_0 \left[1 + \langle T_{20} \rangle_1 \langle T_{20} \rangle_2 + 2(-\langle T_{21} \rangle_1 \langle T_{21} \rangle_2 + i \langle T_{11} \rangle_1 i \langle T_{11} \rangle_2) \cos \phi + 2 \langle T_{22} \rangle_1 \langle T_{22} \rangle_2 \cos 2\phi \right]. \quad (3)$$

Индексы при $\langle T \rangle_k$ указывают номер мишени; ϕ - азимутальный угол, определяемый соотношением $\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2 = n_1 n_2 \cos \phi$; I_0 - дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных дейтронов на второй мишени. Как и в случае протонов, вектор поляризации дейтрона после первого рассеяния направлен вдоль вектора \vec{n}_1 , так что $\langle S_x \rangle = \langle S_z \rangle = 0$, а $\langle T_{11} \rangle = -i \frac{\sqrt{3}}{2} \langle S_y \rangle$. Из (3) видно, что эксперимент по двойному рассеянию дейтронов характеризуется, не считая I_0 , тремя функциями полярного угла θ :

1. изменением дифференциального сечения рассеяния, определяемым $\alpha = \langle T_{20} \rangle_1 \langle T_{20} \rangle_2$;

2. азимутальной асимметрией $\sim \cos \phi$ с коэффициентом

$$e = 2 \left[-\langle T_{21} \rangle_1 \langle T_{21} \rangle_2 + i \langle T_{11} \rangle_1 i \langle T_{11} \rangle_2 \right];$$

3. азимутальной асимметрией $\sim \cos 2\phi$ с коэффициентом

$$B = 2 \langle T_{22} \rangle_1 \langle T_{22} \rangle_2.$$

Исследование двойного рассеяния дейтронов было проведено при энергиях от 94 до 157 Мэв [9] на ядрах углерода и других ядрах. При этом удалось обнаружить только один из трех возможных эффектов - азимутальную асимметрию $\sim \cos \phi$. Компоненты квадруполяризации дейтрона $\langle T_{20} \rangle$ и $\langle T_{22} \rangle$ оказались равными нулю в пределах ошибок эксперимента. Этот результат существенно ограничивает возможности наблюдения квадруполяризации дейтронов, образующихся также и в других процессах, в частности, от реакции (I). В действительности коэффициент e определяется как векторным, так и тензорным характером поляризации дейтрона, однако, расчеты, проведенные Стэппом [10], показали, что $\langle T_{21} \rangle$ на углероде близко к нулю одновременно с $\langle T_{22} \rangle$ и $\langle T_{20} \rangle$. Эти расчеты проведены в некотором приближении, и в более точной формулировке результат гласит: $\langle T_{21} \rangle < 0,15 \langle T_{11} \rangle$.

Таким образом, если принять, что $\langle T_{21} \rangle = 0$, то двойное рассеяние дейтрона на углероде будет описываться соотношением:

$$I = I_0 \left[1 + 2 i \langle T_{11} \rangle_1 i \langle T_{11} \rangle_2 \cos \phi \right]. \quad (4)$$

Если в исследуемой реакции (I) учесть s-, p- и d-состояния испущенных частиц, то векторная поляризация дейтронов на неполяризованном пучке протонов запишется в виде [11]

$$i\langle T_{11} \rangle_{d\pi^+} = \frac{\frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2}} \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot e^{i\varphi} (\nu_0 + \nu_2 \cos^2\theta)}{\nu_0 + \nu_2 \cos^2\theta} \quad (5)$$

Знаменатель этого выражения равен сечению реакции (I) на неполяризованном пучке протонов. Коэффициенты ν_0 и ν_2 следующим образом выражаются через амплитуды учитываемых переходов:

$$\left. \begin{aligned} \nu_0 &= \frac{3}{4}\sqrt{5} |C_{p_0}| |C_{p_2}| \sin(C_p, C_{p_2}) + |C_{d_1}| \left\{ \frac{3}{2}\sqrt{\frac{5}{2}} |C_{d_1}| \sin(C_{d_1}, C_{d_2}) - \frac{\sqrt{15}}{2} |C_{d_3}| \sin(C_{d_1}, C_{d_3}) \right\} + \\ &+ |C_{d_4}| \left\{ \frac{25}{8}\sqrt{\frac{21}{2}} |C_{d_1}| \sin(C_{d_1}, C_{d_4}) - \frac{3}{8}\sqrt{\frac{105}{2}} |C_{d_1}| \sin(C_{d_1}, C_{d_5}) - \frac{3}{8}\sqrt{35} |C_{d_3}| \sin(C_{d_3}, C_{d_4}) \right\} + \\ &+ |C_5| \left\{ \frac{9}{4} |C_{d_1}| \sin(C_5, C_{d_1}) + \frac{3}{4}\sqrt{5} |C_{d_2}| \sin(C_5, C_{d_2}) - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{15}{2}} |C_{d_3}| \sin(C_5, C_{d_3}) + \sqrt{21} |C_{d_4}| \sin(C_5, C_{d_4}) \right\} \\ \nu_2 &= \frac{15}{8}\sqrt{7} |C_{d_4}| \left\{ -3\sqrt{\frac{3}{2}} |C_{d_1}| \sin(C_{d_1}, C_{d_4}) - \sqrt{\frac{15}{2}} |C_{d_1}| \sin(C_{d_1}, C_{d_5}) + \sqrt{5} |C_{d_3}| \sin(C_{d_3}, C_{d_4}) \right\} \end{aligned} \right\} (6)$$

При этом $iC_5 = C'_5$; $C_d = -iC'_d$, а амплитуды переходов обозначены согласно таблице I.

Т а б л и ц а I.

Начальное состояние	3P_1		1S_0	1D_2	3P_2	3F_2	3F_3
Конечное состояние	${}^3S_1 s_1$	${}^3S_1 d_1$	${}^3S_1 p_0$	${}^3S_1 p_2$	${}^3S_1 d_2$	${}^3S_1 d_2$	${}^3S_1 d_3$
Амплитуда перехода	C'_5	C'_d	C_{p_0}	C_{p_2}	C'_d	C'_d	C'_d

Из (5) видно, что в отличие от опытов Триппа, выполненных только под одним углом ($\theta_d = 115^\circ$ в с.ц.м.), измерения при энергии протонов 670 Мэв необходимо проводить под несколькими углами, чтобы определить значения коэффициентов ν_0 и ν_2 в отдельности.

Поскольку в нашем распоряжении не имелось данных о рассеянии дейтронов на углероде при всех необходимых энергиях, то условия эксперимента приходилось выбирать такими, чтобы энергия дейтронов от реакции (I) не выходила значительно за пределы исследованного в работе [9] интервала энергий от 94 до 156 Мэв. Это требование выполнялось для углов испускания дейтронов в с.ц.м., больших 90° .

Выбор оптимальных условий второго рассеяния можно было сделать, если принять во внимание следующие факторы:

1. угловое распределение упруго рассеянных дейтронов на углероде;
2. зависимость величины $i\langle T_{11} \rangle$ от угла, а также
3. соотношение эффекта и фона при втором рассеянии.

В работе [9] были измерены зависимости дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтронов на углероде при энергии 94, 125 и 156 Мэв, на основании которых можно вычислить значения производной $\frac{d\sigma}{d\theta}$, определяющие достижимую точность измерения асимметрии. В той же работе [9] были измерены угловые зависимости величины $i\langle T_{11} \rangle$ при тех же энергиях. Учитывая, что оптимальный угол второго рассеяния соответствует максимуму произведения $e^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$, где e - наблюдаемая асимметрия, мы произвели вычисления произведения $e^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ и нашли, что таким углом является $\theta_d \sim 18^\circ$ при энергии $E_d = 125$ Мэв и $\theta_d \sim 17^\circ$ при энергии $E_d = 156$ Мэв. В эксперименте Триппа

был выбран угол $\theta_d = 24^\circ$, не являющийся с этой точки зрения оптимальным, однако, по-видимому, такой выбор был сделан с учетом также соотношения фона и эффекта при втором рассеянии, которое производилось в этих опытах вблизи протонов большой интенсивности. Нами был выбран угол $\theta_d = 20^\circ$, хотя немного лучше мог оказаться угол $\theta_d \sim 18+19^\circ$. Принимая во внимание значение логарифмической производной $\frac{d \ln \epsilon}{d \theta}$ под углом 20° при энергии 156 Мэв, и исходя из неточности в установке угла второго рассеяния, равной $\Delta \theta = \pm (1/20)^\circ$, находим, что максимальная точность изменений величины асимметрии ϵ составляет в наших условиях $\Delta \epsilon \approx 0,166 \cdot 1/20 \approx 0,8\%$.

III. Условия эксперимента.

Эксперимент проводился на выведенном пучке протонов со средней энергией 670 Мэв и с полной интенсивностью около $5 \cdot 10^{10}$ протонов/сек. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Выходящий из камеры ускорителя пучок протонов отклонялся в заданном направлении с помощью магнитных насадок, фокусировался квадрупольными линзами с апертурой 80 мм и направлялся на первую мишень, в которой происходила исследуемая реакция $p+p \rightarrow d+\pi^+$. В качестве первой мишени использовался стеклянный джар, заполненный жидким водородом, а также мишени из полиэтилена и углерода. В месте расположения первой мишени автограф пучка, получаемый на фотобумаге при времени экспозиции около 5 секунд, имел вид круга диаметром 20 мм.

Дейтроны и другие вторичные частицы, образованные под действием протонов в первой мишени, выделялись с помощью двух коллиматоров и направлялись на центр отклоняющего электромагнита, в котором заряженные частицы подвергались магнитному анализу. При выборе угла направления отклонения в магнитном поле мы исходили из результатов эксперимента^[12], выполненного в аналогичных условиях. Дейтроны и вторичные частицы фокусировались шиммами, настроенными на импульс $p = 900 \frac{\text{Мэв}}{c}$, и, наконец, выделялись коллиматором в защитной стене. Вторая мишень располагалась в лабораторном помещении непосредственно за стеной.

Размещение квадрупольных линз, первой мишени, коллиматоров и фокусирующих шимм в зазоре электромагнита производилось относительно полиамидной нити диаметром 0,2 мм, которая натягивалась вдоль направления пучка протонов, а также оси коллиматоров, и проходила через центр полюсов электромагнита. Юстировка всех элементов осуществлялась перед каждым опытом. Точность юстировки составляла ± 1 мм. Ось коллиматора защитной стены провешивалась во время проведения измерений такой же нитью. Этот прием обеспечивал наилучшую точность установки телескопа на заданный угол. Для контроля положения пучка дейтронов в ходе измерений использовался описанный ранее^[15] передвижной сцинтилляционный счетчик (рис. 2).

Интенсивность протонного пучка контролировалась ионизационной камерой, ток в которой создавался δ -электронами, выбиваемыми из стенок и электродов под действием протонов пучка.

IV. Регистрирующая аппаратура.

Телескоп, регистрировавший дейтроны, упруго рассеянные на ядрах углерода, состоял из пяти сцинтилляционных счетчиков, включенных согласно блок-схеме, приведенной на рис. 3. Счетчики № 1, 2, 4 включались на совпадения, а счетчик № 5 - на антисовпадения. Импульсы от спектрометрического счетчика № 3, которые должны были поступать на амплитудный дискриминатор, проходили через быстродействующую пропускающую схему [13]. "Разрешающим" сигналом являлся импульс со схемы совпадений. Если "разрешающего" сигнала не было, то импульсы со спектрометрического счетчика сами себя подавляли. "Разрешающий" сигнал, уничтожая "подавляющий" сигнал с первой схемы антисовпадений на вторую, позволял импульсу со спектрометрического счетчика свободно пройти к амплитудному дискриминатору. На рис. 4 приведена пропускающая схема вместе с дискриминатором.

Предварительный усилитель на лампах $\Lambda_{1A}, \Lambda_{2A}$ располагался непосредственно на счетчике № 3, и был связан с основной схемой, установленной в измерительном зале, с помощью согласованного кабеля РК-50. Первые две лампы пропускающей схемы Λ_2 и Λ_3 образовывали широкополосный усилитель с анодно-сеточной коррекцией. Первая схема антисовпадений изготавливалась на лампах Λ_4 и Λ_5 , а вторая - на лампах Λ_6 и Λ_7 . Анализируемые импульсы отрицательной полярности, пройдя через усилитель Λ_2, Λ_3 поступали на сетку лампы Λ_4 , а также на сетку лампы Λ_7 после прохождения линии задержки в виде кабеля РК-50 длиной 13 метров. В нормальном состоянии лампы Λ_4 и Λ_7 - открыты, а лампы Λ_5 и Λ_6 - закрыты; при этом в катод лампы Λ_5 имеется сопротивление $R_k = 110$ ком, в лампе Λ_6 - запирающий потенциал на сетку подавал с делителя напряжения. Лампа Λ_5 открывалась, если на сетку ее со схемы совпадений поступал импульс положительной полярности амплитудой около 8 вольт и длительностью около 10^{-7} сек. При отсутствии импульсов со схемы совпадений в аноде ламп Λ_4 и Λ_5 возникали импульсы положительной полярности. Если же на лампы Λ_4, Λ_5 поступали импульсы одновременно, то в анодах этих ламп образовывались импульсы отрицательной полярности. Диод D_1 гасил эти импульсы, но пропускал импульсы положительной полярности от спектрометрического счетчика, которые, пройдя через диод D_1 , в аноде лампы Λ_6 имели отрицательную полярность. Если импульс со схемы совпадений не поступал, то лампа Λ_6 под действием импульса от спектрометрического счетчика открывалась, и импульс, прошедший одновременно через лампу Λ_7 , подавлялся. Диод D_2 снижал амплитуду возникающих при этом импульсов отрицательной полярности. В нормальном состоянии диод D_2 был заперт и поэтому не вносил амплитудных искажений в лампе Λ_7 , когда последняя работала в качестве фазоинвертера. Измерения, проведенные на импульсах от генератора 26И длительностью 10^{-7} сек., показали, что в этом режиме лампа не дает заметных нелинейных искажений вплоть до амплитуд ~ 12 вольт. Диод D_3 пропускал импульсы только положительной полярности, то есть, те импульсы, которые поступали со спектрометрического счетчика при наличии "разрешающего" импульса со схемы совпадений. Диод D_3 имел небольшой начальный ток около 15 мка, что улучшало прохождение через него импульсов малой амплитуды. Импульсы со спектрометрического счетчика, пропущенные через лампу Λ_7 и диод D_3 посту-

пали на линейный усилитель, состоящий из двух усилительных каскадов $\Lambda_8, \Lambda_9, \Lambda_{10}$ и $\Lambda_{12}, \Lambda_{13}, \Lambda_{14}$ с отрицательной обратной связью и двух буферных катодных повторителей Λ_{11} и Λ_{15} . Диод D_4 служил разгрузочным элементом, не пропускающим импульсы отрицательной полярности. Селекция усиленных импульсов по амплитуде в лампе Λ_{16} . Порог дискриминации регулировался величиной смещения на сетке лампы, изменение которого осуществлялось с помощью магазина сопротивления 12 ком и 200 ком к источникам стабилизированных напряжений -75 в 150 в, соответственно. Использование двух источников напряжения обеспечивало малые относительные колебания тока через делитель во время регулировки. После дискриминации импульсы формировались одновибратором на лампе Λ_{17} , фазоинвертором на лампе Λ_{18} , и затем поступали на пересчетный блок через катодный повторитель на лампе Λ_{19} . Одновременно с этим на другой пересчетный прибор поступали импульсы со схемы совпадений.

В счетчике № 3 использовался спектрометрический фотоумножитель ФЭУ-29. Напряжение на фотоумножителе снималось с источника типа ВВС-1. Величина напряжения регистрировалась прибором класса 0,2.

У. Настройка аппаратуры.

Счетные характеристики дейтронного телескопа измерялись в условиях, когда телескоп располагался под углом $\theta_2 = 0^\circ$, а интенсивность пучка протонов ослаблялась в 10±20 раз.

Перед каждым опытом производились измерения выхода заряженных частиц в зависимости от тока в обмотках электромагнита. На рис. 5 - кривая I - приведены результаты этих измерений для угла $\theta_1 = 10^\circ 20'$. Первой мишенью служил стеклянный дьюар с жидким водородом. Пики " π^+ " и " d " обусловлены процессом $p+p \rightarrow d+\pi^+$. Второй пик дейтронов от этого процесса сливается с более интенсивными пиками от процессов упругого рассеяния протонов на протонах и на ядрах, входящих в состав стенок дьюара. Непрерывный спектр протонов и мезонов обусловлен неупругими процессами взаимодействия протонов первой мишени^[12]. Необходимо подчеркнуть, что приведенный график не может дать сведений о соотношении дифференциальных сечений различных процессов, поскольку система отклонения частиц, благодаря наличию фокусирующих шимм имела максимальную эффективность регистрации для импульсов частиц ~ 900 Мэв/с и меньшие значения для остальных импульсов.

При значении тока в обмотках электромагнита, соответствующем положению пика " d ", производилась настройка амплитудного дискриминатора. На рис. б приведена кривая изменения скорости счета $N(V)$ в зависимости от порога дискриминации. Видны две группы частиц, проходящих через коллиматор и телескоп; первая группа, при малых значениях порога дискриминации, должна быть приписана протонам, а вторая группа - дейтронам. Доказательством этого служит кривая 2 на рис. 5, полученная путем измерения скорости счета на выходе амплитудного селектора при пороге дискриминации $V = 12$ в и напряжении на фотоумножителе $U = 975$ вольт. Видно, что пик дейтронов остался почти неизменным, а выход протонов значительно уменьшился.

Следующая подготовительная операция состояла в измерении кривой пробега дейтронов. Кривая $(\frac{dN}{dR})_1$ на рис. 7 изображает зависимость скорости счета на выходе амплитудного селектора от толщины фильтра в телескопе при токе в обмотках электромагнита, соответствующем положению пика "d" кривой 2 на рис. 5. В этих, как и во всех остальных измерениях под углом $\theta_1 = 10^{\circ}20'$, перед телескопом устанавливалась углеродная мишень толщиной 4 см. Средний пробег дейтронов с учетом порога телескопа, равного $7,7 \text{ г/см}^2$ алюминиевого эквивалента, оказался равным $R_{cp} = 18,05 \text{ г/см}^2 \text{ Al}$, а средняя энергия 192 Мэв. В этих же условиях энергия дейтронов после вылета из углеродной мишени уменьшалась до 140 Мэв. Таким образом рассеяния дейтронов в углеродной мишени осуществлялось при усредненной энергии $\bar{E} \approx 167 \text{ Мэв}$. Это позволило нам в дальнейшем использовать значения $\langle T_{11} \rangle$, измеренные в работе [9] при энергии дейтронов 156 Мэв.

После установки в телескоп фильтра, соответствующего максимуму $\frac{dN}{dR}$, проводился окончательный выбор тока в обмотках электромагнита. Кривая $(\frac{dN}{dR})_0$ для телескопа, настроенного как по порогу дискриминации, так и по фильтру, имела вид, приведенный на рис. 8. Из этого графика видно, что фон частиц, не связанных с процессом $p+p \rightarrow d+\pi^+$, а также вклад от рассеянных дейтронов и случайных совпадений, составлял всего 0,7% от первоначального уровня фона посторонних частиц ненастроенного телескопа. Интенсивность дейтронов, выделенных таким образом, составляла около $2,5 \cdot 10^3 \text{ 1/сек.}$, при полной интенсивности пучка протонов.

В заключение проверялось наличие плато в счетной характеристике телескопа в зависимости от порога дискриминации. Результаты этих измерений приведены на рис. 9 - кривая 1 для $\theta_2 = 0^{\circ}$ и кривая 2 - для $\theta_2 = 20^{\circ}$.

Для того, чтобы получить дополнительную уверенность в правильности выбора величины фильтра при измерении дейтронов, упруго рассеянных на ядрах углерода под углом $\theta_2 = 20^{\circ}$, проводились дополнительные контрольные измерения кривой пробега под тем же углом. На рис. 10 эти измерения изображены кривой 2. Для сравнения с данными, полученными в том же опыте под углом $\theta_2 = 0^{\circ}$, приведена соответствующая кривая 1.

VI. Результаты и их обсуждения.

Значения асимметрии при рассеянии на ядрах углерода поляризованных дейтронов, образующихся в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$, были измерены под тремя углами: $5^{\circ}30'$; $10^{\circ}20'$ и $12^{\circ}45'$. Указанным углам испускания дейтронов в лабораторной системе координат соответствуют углы вылета дейтронов в системе центра масс: 162° ; $140^{\circ}30'$ и 121° , соответственно.

Каждое измерение выполнялось в виде отдельного опыта, и условия этих опытов были несколько различны.

Первый опыт проводился под углом $\theta_d = 10^{\circ}22'$. В качестве первой мишени использовался стеклянный дьюар с жидким водородом. Внутренний диаметр дьюара равнялся 12 см, а толщина стенок около $0,5 \text{ г/см}^2$ стекла с каждой стороны. Если номинальную энергию протонов пучка принять равной 670 Мэв, то энергия дейтронов под этим углом должна составлять 212 Мэв. Благодаря торможению в жидком водороде, стенках мишени и в воздухе вдоль траектории заряженных частиц, энер-

гия дейтронов перед второй мишенью уменьшалась до расчетного значения 195 Мэв, а при выходе из второй мишени дейтроны должны были иметь энергию около 140 Мэв. Таким образом, расчетная энергия дейтронов в центре второй мишени составляла $\langle E_d \rangle = 169$ Мэв.

Второй опыт проводился под углом $\theta_d = 5^{\circ}30'$. Энергия дейтронов в первой мишени равнялась 184 Мэв, а перед второй мишенью 167 Мэв. Пробег дейтронов в этом случае был на 4 г/см^2 алюминиевого эквивалента меньше, чем в предыдущем случае. Это различие являлось существенным, так как величина $i\langle T_{11} \rangle_{dc}(\theta_d = 20^{\circ})$ сильно уменьшается в области энергии дейтронов $E_d < 125$ Мэв и поэтому рассеяние во второй мишени при энергии меньше 125 Мэв было нежелательным. По этой причине в этом опыте использовалась мишень меньшей толщины, так что энергия дейтронов при выходе из второй мишени, как и в первом опыте, составляла 140 Мэв.

Третий опыт проводился под углом $\theta_d = 12^{\circ}47'$. В качестве первой мишени использовались цилиндры из полиэтилена и углерода, эквивалентные по тормозной способности. Энергия дейтронов в первой мишени равнялась 251 Мэв. Для получения той же эффективности энергии, как и в предыдущих опытах, использовался тормозящий блок из полиэтилена с плотностью $3,43 \text{ г/см}^2$, который располагался после первого коллиматора. Расчетный пробег дейтронов в этом случае составлял $19,3 \text{ г/см}^2$ алюминиевого эквивалента, а телескоп в настроенном положении имел порог, соответствующий пробегу $19,7 \text{ г/см}^2$ алюминиевого эквивалента.

На рис. II приведены результаты измерений величины $i\langle T_{11} \rangle_{d\pi^+}$ для трех перечисленных углов. При определении $i\langle T_{11} \rangle_{d\pi^+}$ из наблюдаемой асимметрии e использовалось соотношение между асимметрией рассеяния дейтронов на второй мишени и средними значениями спин-тензоров в следующем приближенном виде:

$$e = 2 \cdot i\langle T_{11} \rangle_{d\pi^+} \cdot i\langle T_{11} \rangle_{dc}. \quad (7)$$

Величина $i\langle T_{11} \rangle_{dc}$ под углом $\theta_d = 20^{\circ}$ была измерена в цитированной работе^[9], и оказалась равной $i\langle T_{11} \rangle_{dc} = 0,50$ при энергии от 125 Мэв до 156 Мэв. Таким образом, по случайной причине

$$i\langle T_{11} \rangle_{d\pi^+} = e.$$

В процессе обработки полученных экспериментальных данных необходимо было совершить переход к функции

$$N(\theta_d^*) = \nu_0 + \nu_2 \cos^2 \theta_d^* = i\langle T_{11}(\theta_d^*) \rangle_{d\pi^+} \frac{\gamma_0 + \gamma_2 \cos^2 \theta_d^*}{\frac{1}{4} \sqrt{3} \sin \theta_d^* \cos \theta_d^* e^{i\varphi}}, \quad (8)$$

где (θ_d^*, φ) — углы испускания дейтронов в системе центра масс. В условиях всех трех опытов $\varphi = 0^{\circ}$. Значения γ_0 и γ_2 находились, как и в работе^[9], путем усреднения результатов нескольких экспериментов. Найденные значения $N(\theta_d^*)$ приведены на рис. I2.

Коэффициенты ν_0 и ν_2 были найдены методом ортогональных полиномов на системе взвешенных точек^[14] и оказались равными:

$$\begin{aligned} \nu_0 &= (-9,5 \pm 2,6) \cdot 10^{-2}; & \delta\nu_0 \cdot \delta\nu_2 &= -6,7 \cdot 10^{-4}. \\ \nu_2 &= (-0,2 \pm 3,6) \cdot 10^{-2}; & & \end{aligned} \quad (9)$$

Необходимость введения двух коэффициентов разложения функции N можно обосновать следую-

щим образом. Произведем вычисления второй нормированной генеральной дисперсии из фактического разброса точек относительно кривой регрессии, которая при учете двух коэффициентов разложения оказывается равной

$$S_{22}^2 = \frac{\sum w_i \Delta y_i^2}{n - \bar{m}} = 0,082,$$

где w_i - нормированные веса измерений, Δy_i - отклонение экспериментальных точек от кривой регрессии, n - число точек, \bar{m} - число искоемых коэффициентов.

Если же отбросить V_2 и ограничиться только коэффициентом V_0 , то:

$$S_{20}^2 = 0,0476 ; \quad \text{и} \quad S_{20}^2 < S_{22}^2 .$$

Таким образом, следуя критерию Гаусса, можно ограничиться учетом одного коэффициента. Однако при учете двух коэффициентов ($\bar{m} = 2$) между оценками дисперсии S_1^2 и S_2^2 получается менее значимое различие, чем в случае учета одного коэффициента.

Действительно, в случае $\bar{m} = 1$ отношение оценок дисперсии

$$V_0^2 = \frac{S_1^2}{S_{10}^2} = 66,6$$

и мы приходим к неравенству $V_0^2 > V_{0,95}^2 = 19,5$. Это означает, что различие между S_1^2 и S_{10}^2 значимо, и согласно рецептуре [14] требуется пересмотр исходных предположений о числе членов в разложении функции N .

Если использовать для $\bar{m} = 1$ критерий χ^2 , то $P(\chi^2 > \chi_0^2) = 1,5\%$, то есть вероятность такого расположения точек при $\bar{m} = 1$ весьма мала.

Наоборот, отношение оценок дисперсии для $\bar{m} = 2$ оказывается равным

$$V_2^2 = \frac{S_1^2}{S_{22}^2} = 38,7,$$

и мы получаем необходимое неравенство

$$(V_{0,05}^2 = 0,004) < V_2^2 < (V_{0,95}^2 = 254),$$

указывающее на то, что различие между S_1^2 и S_2^2 незначимо. В терминах критерия χ^2 вероятность $P(\chi^2 > \chi_0^2)$ оказывается в случае $\bar{m} = 2$ равной 7,4%, то есть вполне допустимой величине.

Таким образом, несмотря на то, что критерий Гаусса при $\bar{m} = 2$ не выполняется, решению с двумя коэффициентами разложения следует отдать несомненное предпочтение как на основании критерия χ^2 , так и на основании факта незначимого различия оценок дисперсий S_1^2 и S_{22}^2 .

При обсуждении полученных значений V_0 и V_2 необходимо использовать явные зависимости коэффициентов V_0 и V_2 от амплитуд переходов (6). Поскольку $V_2 \approx 0$, то из этого следует, что либо $|C_{d_4}| = 0$, либо $-3\sqrt{3/2} |C_{d_1}| \sin(C_{d_1}, C_{d_4}) - \sqrt{15/2} |C_{d_2}| \sin(C_{d_2}, C_{d_4}) + \sqrt{5} |C_{d_3}| \sin(C_{d_3}, C_{d_4}) = 0$. Для прямых заключений об амплитудах d -переходов этих двух возможных соотношений недостаточно. Однако, это позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемое значение V_2 совместимо с предположением, что вероятность переходов ${}^3F_2 \rightarrow {}^3S_1 d_2$ и ${}^3F_3 \rightarrow {}^3S_1 d_3$ равны нулю, и этими переходами можно полностью пренебречь. Такому предположению соответствует первая возможность: $|C_{d_4}| = 0$.

Зная коэффициент V_0 , можно установить некоторое количественное соотношение между амплитудами C_{p_0} и C_{p_2} , если при обработке данных исходить из хорошо оправданного в этой области энергии [7, 6, 5] предположения о том, что основным переходом в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ является переход ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1 p_2$, а амплитуды всех остальных переходов существенно меньше по абсолютной величине.

В этом случае все слагаемые, кроме первого, в выражении для ν_0 можно опустить, то есть, положить:

$$\nu_0 = \frac{3}{4} \sqrt{5} \cdot |C_{p_0}| \cdot |C_{p_2}| \cdot \sin(C_{p_0}, C_{p_2}). \quad (10)$$

Поскольку значение $|C_{p_2}|$ в том же предположении оказывается равным $|C_{p_2}| = 0,56$, если использовать данные [6] о полных сечениях, то

$$|C_{p_0}| \cdot \sin(C_{p_0}, C_{p_2}) = -0,102.$$

Из данных по угловому распределению, использованных при оценке коэффициентов γ_0 и γ_2 , находим

$$|C_{p_0}| \cdot \cos(C_{p_0}, C_{p_2}) = 0,0465.$$

В этот приближенный расчет величины $|C_{p_0}| \cdot \cos(C_{p_0}, C_{p_2})$ можно внести небольшую поправку, если оценить вероятность S -состояния частиц в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ ($P_1 \rightarrow {}^3S_1$ переход), воспользовавшись результатами феноменологического анализа [3] и проэкстраполировав эти данные до энергии 670 Мэв. Такая оценка вклада S -состояния в полное сечение реакции составит около 8%, и эта оценка не является, по-видимому, заниженной. С этим согласуются данные о величине матричного элемента S -состояния, вычисленного в работе [15], которые соответствуют вкладу, равному 4% от полного сечения.

В результате мы получаем

$$\left. \begin{aligned} C_{p_0} \cdot \cos(C_{p_0}, C_{p_2}) &= 0,074 \pm 0,04; \\ C_{p_0} \cdot \sin(C_{p_0}, C_{p_2}) &= -0,102 \pm 0,027; \\ |C_{p_0}| &= 0,126 \pm 0,032; \quad (C_{p_0}, \widehat{C_{p_2}}) = -54^\circ. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

На рис. 13 дана плоскость комплексного переменного, $z = |C_p| \cdot e^{i\alpha z C_p}$, на которой указано найденное значение амплитуды $C_{p_0}^{670}$. Для сравнения там же приведена амплитуда $C_{p_2}^{670}$. На том же рисунке в обозначениях [5], использованных в данной работе, нанесены результаты опыта Триппа [1], выполненного при энергии протонов 340 Мэв:

$$\left. \begin{aligned} |C_{p_0}| \cdot \cos(C_{p_0}, C_{p_2}) &= 0,061 \pm 0,008; \\ |C_{p_0}| \cdot \sin(C_{p_0}, C_{p_2}) &= -0,038 \pm 0,0296; \\ |C_{p_0}| &= 0,072; \quad |C_{p_2}| = 0,102; \quad (C_{p_0}, \widehat{C_{p_2}}) = -32^\circ. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Используя найденное значение коэффициента C_{p_0} , можно определить вклад нерезонансного перехода ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1 p_0$ в полное сечение реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ при энергии 670 Мэв, а именно:

$$\frac{\sigma({}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1 p_0)}{\sigma_t} \approx \frac{\sigma({}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1 p_0)}{\sigma({}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1 p_2)} = \frac{|C_{p_0}|^2}{5 |C_{p_2}|^2} = (1,0_{-0,45}^{+0,6}) \cdot 10^{-2}.$$

III. Замечания о приближенном методе измерения
векторной поляризации дейтрона

Как указывалось в начале статьи, основным предположением в обосновании этого приближенного метода является то, что при рассеянии дейтронов с энергией около 150 Мэв на ядрах углерода среднее значение спин-тензора $\langle T_{21} \rangle_{dC}$ (20°) обращается в нуль. В связи с этим необходимо указать возможные отклонения этой величины от нуля, не искажающее значительно выводы, полученные в данной работе.

Сопоставим для этого средние значения спин-тензоров $\langle T_{21} \rangle$ и $\langle T_{11} \rangle$ в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$. Используя явные выражения [11], получим:

$$\frac{|\langle T_{11} \rangle|}{|\langle T_{21} \rangle|} = \frac{\frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \gamma_0}{\frac{1}{2}\frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \beta_0} = \frac{\gamma_0}{2\beta_0}.$$

Если далее воспользоваться тем, что

$$\gamma_0 = \frac{3}{4}\sqrt{5} \cdot |c_{p2}| \cdot |c_{p0}| \cdot \sin(c_{p2}, c_{p0});$$

$$\rho_0 = -5|c_{p2}|^2 + \sqrt{\frac{5}{2}}|c_{p2}| \cdot |c_{p0}| \cos(c_{p2}, c_{p0}) \approx -5|c_{p2}|^2,$$

то

$$\frac{|\langle T_{11} \rangle|_{d\pi^+}}{|\langle T_{21} \rangle|_{d\pi^+}} = \frac{3|c_{p0}| \sin(c_{p2}, c_{p0})}{2\sqrt{5}|c_{p2}|}.$$

Учитывая значение $|c_{p0}| \cdot \sin(c_{p2}, c_{p0}) \sim 0,1$ и $|c_{p2}| \sim 0,56$, получаем для энергии 670 Мэв:

$$\frac{|\langle T_{11} \rangle|_{d\pi^+}}{|\langle T_{21} \rangle|_{d\pi^+}} = 0,12.$$

Таким образом, из-за очень большого значения $\langle T_{21} \rangle_{d\pi^+}$, предположение $\langle T_{21} \rangle_{dC} = 0$ должно выполняться в пределах

$$\langle T_{21} \rangle_{dC} \ll 0,12 \langle T_{11} \rangle_{dC}.$$

В противном случае необходимо вводить поправку. Для опыта Триппа при энергии 340 Мэв

$$|c_{p0}| \cdot \sin(c_{p2}, c_{p0}) \sim 0,038; \quad |c_{p2}| = 0,102$$

$$\text{и} \quad \frac{|\langle T_{11} \rangle|_{d\pi^+}}{|\langle T_{21} \rangle|_{d\pi^+}} = 0,25.$$

Поэтому при этой энергии достаточно выполнения условия:

$$\langle T_{21} \rangle_{dC} \ll 0,25 \langle T_{11} \rangle_{dC}.$$

Предположение о равенстве нулю $\langle T_{21} \rangle_{dC}$ ($\theta_d = 20^\circ$) требует экспериментальной проверки, и это будет представлять задачу дальнейших опытов.

УШ. Выводы.

1. Измеренные значения векторной поляризации дейтронов в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ вместе с данными об угловом распределении этой реакции на неполяризованном пучке протонов позволяют определить амплитуду перехода ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1 p_0$. Вклад в полное сечение от этого перехода равен $(1,0 \pm 0,6; 0,45) \cdot 10^{-2} \sigma_{\text{полн.}} (p+p \rightarrow d+\pi^+)$.

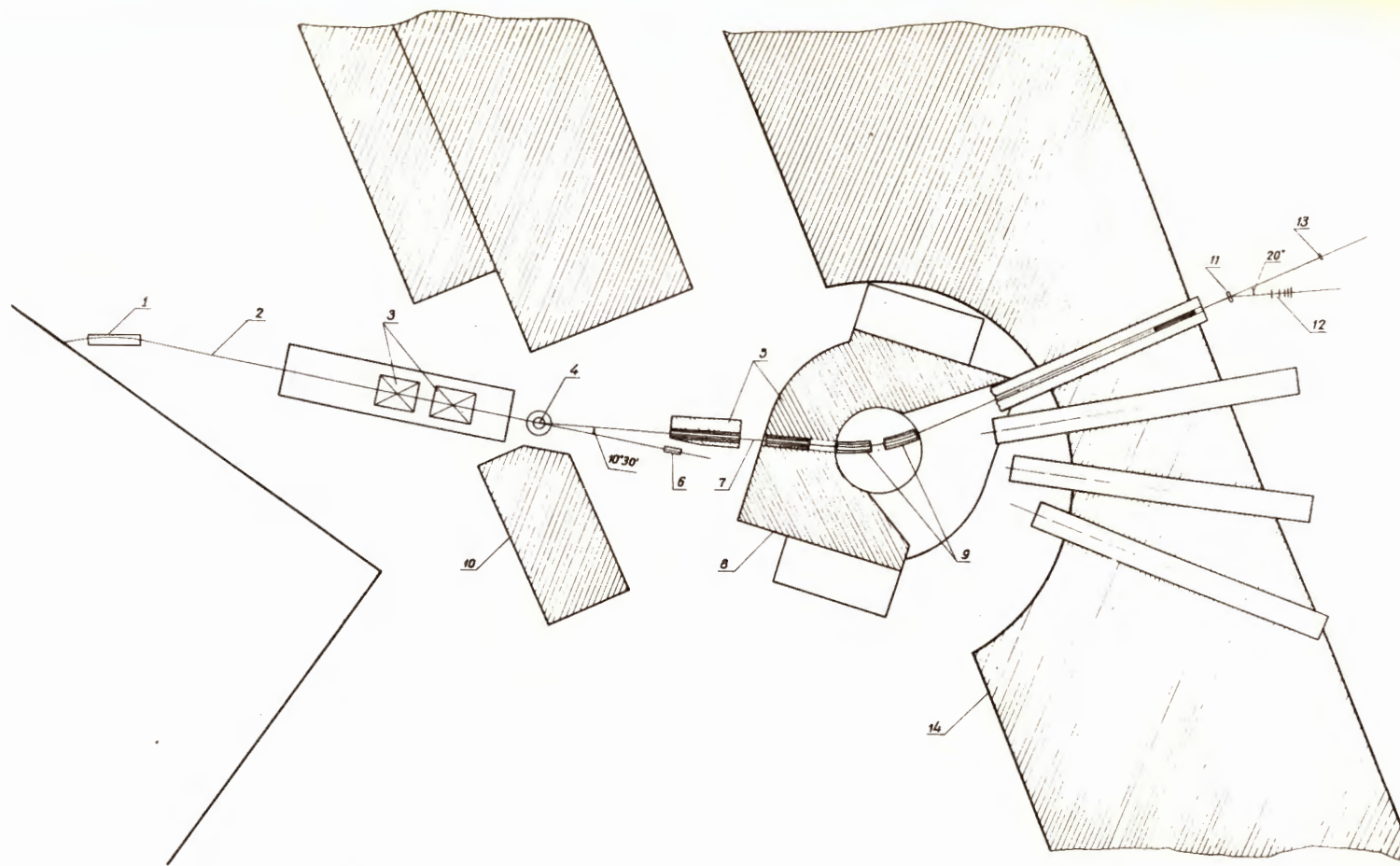
2. Амплитуда перехода ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1 p_0$ при изменении энергии протонов от 340 Мэв до 670 Мэв несколько увеличивается ($\sim 1,7$), а комплексная фаза ее относительно амплитуды перехода ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1 p_2$ изменяется примерно на -20° .

3. Измеренная угловая зависимость величины поляризации дейтронов не противоречит предположению о том, что амплитуда переходов ${}^3F_2 \rightarrow {}^3S_1 d_2$ и ${}^3F_3 \rightarrow {}^3S_1 d_3$ равны нулю.

Авторы выражают благодарность В.И. Комарову за участие в измерениях, а также Л.И. Лапидусу, М.Г. Мещерякову и Р.М. Риндину за дискуссии.

Л и т е р а т у р а .

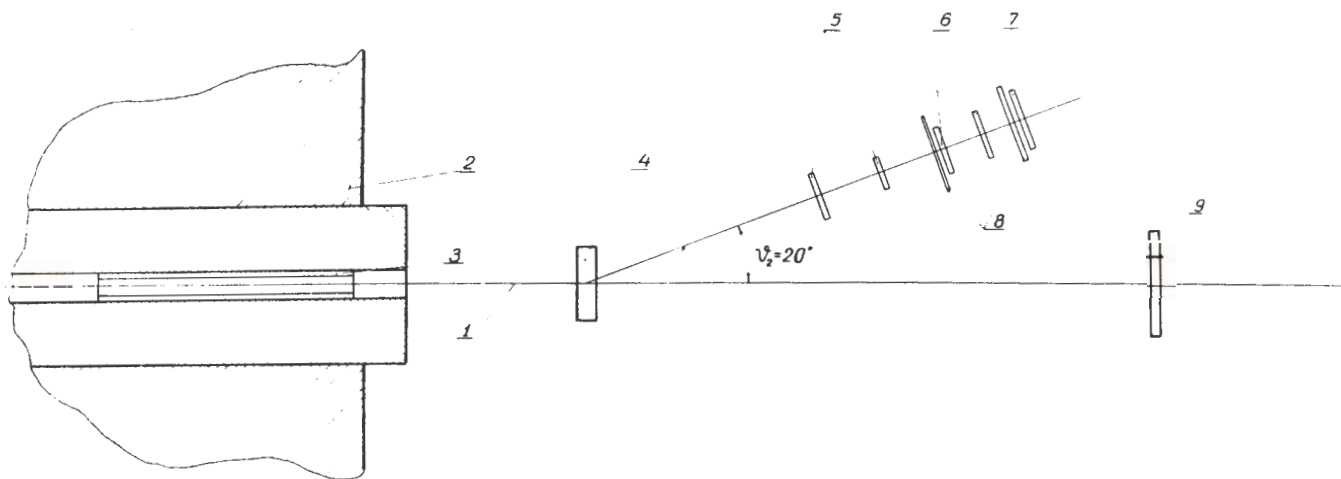
1. R.D. Tripp. Polarization of the Deuteron in the Reaction $p+p \rightarrow d+\pi^+$ Phys.Rev. 102, N 3, 862÷866, 1956.
2. A.H. Rosenfeld. Production of Pions in Nucleon-Nucleon Collisions at Cyclotron Energies. Phys.Rev., 96, N I, 139 + 149, 1954.
3. M. Gell-Mann, K. Watson. Annual Rev. of Nucl. Science, 4, 219÷270, 1954.
4. O. Chamberlain, E. Segrè, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis. Experiments with 315 MeV Polarized Protons: Proton-Proton and Proton-Neutron Scattering. Phys. Rev., 105, N I, 288 + 301, 1957.
5. Д.К.Акимов, О.В.Савченко, Л.М. Сороко. Исследование реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ на поляризованном пучке протонов. ЖЭТФ, 35, I(7), 89+96, 1958.
6. М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов. Образование мезонов реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ в области 510-660 Мэв. ДАН, 100, № 4, 677+679, 1955.
7. Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов. Исследование реакции $\pi^+ + d \rightarrow p+p$ в области энергии π^+ -мезонов от 174 до 307 Мэв. ЖЭТФ, 34, 3, 767+769, 1958.
8. W. Lakin. Spin polarization of the deuteron. Phys.Rev., 98, 139÷144, 1955.
9. J. Baldwin, O. Chamberlain, E. Segrè, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis. Polarization of the Elastic Scattering of Deuterons from Complex Nuclei in the Energy Region 94 to 154 MeV. Phys. Rev., 103, N 5, 1502 + 1511, 1956.
10. H.P. Stapp. Univers. of Californ. Rad. Lab. Report. 3098, August , 1955 (unpublished).
11. Л.М.Сороко. Поляризационные эффекты в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ с учетом s -, p - и d-состояний π -мезона. Препринт ОИЯИ, P-186, 1958.
12. М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, А.Ф.Шабудин. Магнитный анализ реакций $pp \rightarrow np\pi^+$ (I), $pp \rightarrow pp\pi^0$ (II) и $pp \rightarrow d\pi^+$ (III) при энергии 660 Мэв. ДАН, 109, № 3, 499+502, 1956.
13. Д.К.Акимов. Быстродействующая пропускающая схема для амплитудного анализатора. ИТЭ, № 2, II6, 1957.
14. Н.П.Клепиков, С.И.Соколов. Анализ экспериментальных данных методом максимума правдоподобия. Препринт ОИЯИ, P-225, 1958.
15. Б.С.Неганов. Исследование реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ в области энергии 460-900 Мэв. Диссертация, ОИЯИ, 1958.



Р и с. I

Схема эксперимента:

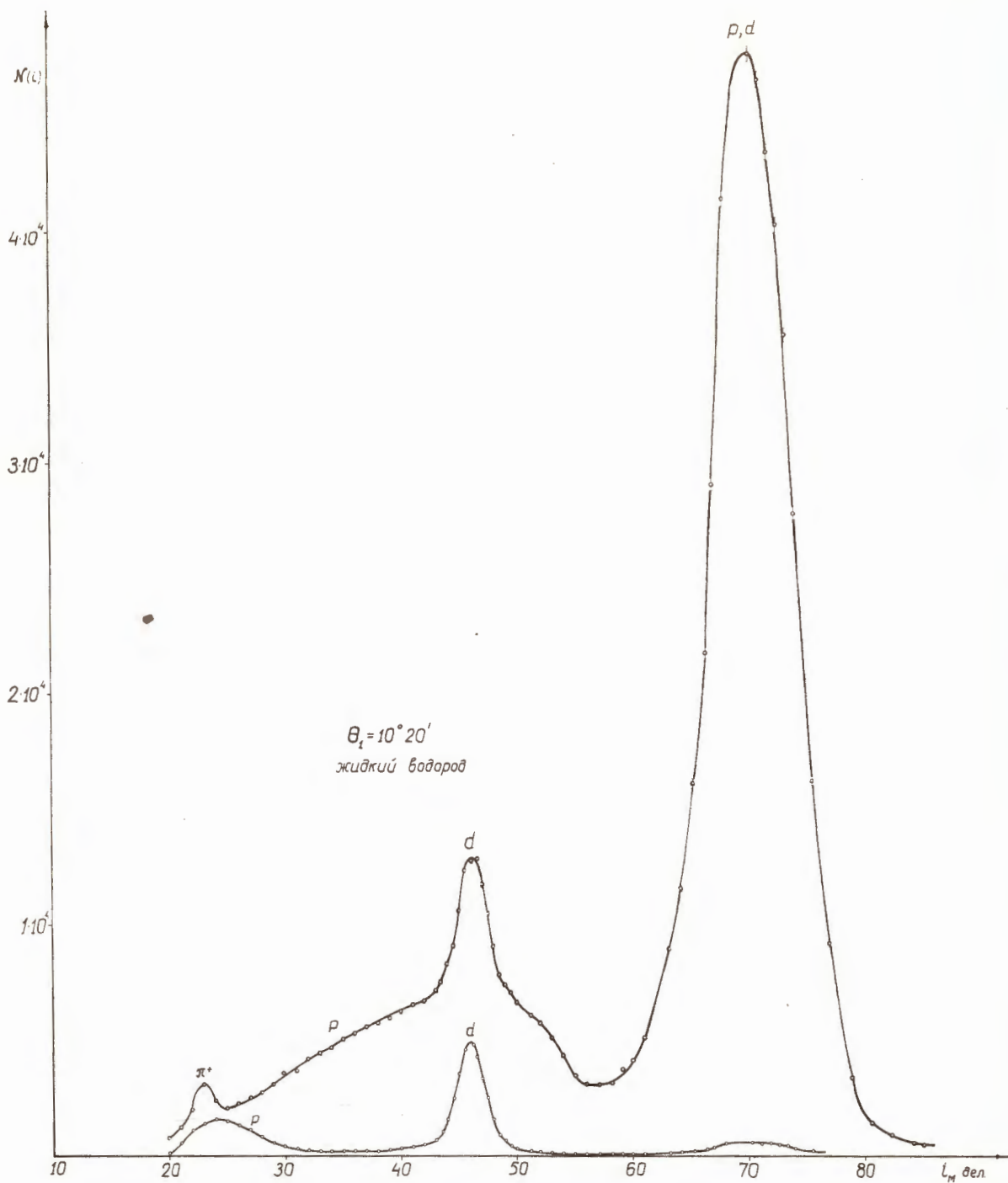
I - отклоняющие насадки; 2 - неполяризованный пучок протонов; 3 - магнитные квадрупольные линзы 80мм; 4 - мишень с жидким водородом; 5 - свинцовая защита; 6 - монитор; 7 - траектория частиц с импульсом 900 Мэв/с; 8 - отклоняющий электромагнит; 9 - фокусирующие шиммы; 10 - бетонная защита; 11 - углеродная мишень; 12 - дейтронный телескоп; 13 - подвижной счетчик; 14 - защитная стена.



Р и с. 2

Расположение регистрирующей аппаратуры:

- 1 - пучок частиц с импульсом 900 Мэв/с; 2 - защитная стена;
 3 - коллиматор $30 \times 35 \text{ мм}^2$; 4 - углеродная мишень; 5 - счетчик,
 включенный на совпадения; 6 - спектрометрический счетчик;
 7 - счетчик антисовпадений; 8 - тормозящие блоки из алюминия;
 9 - подвижной счетчик.

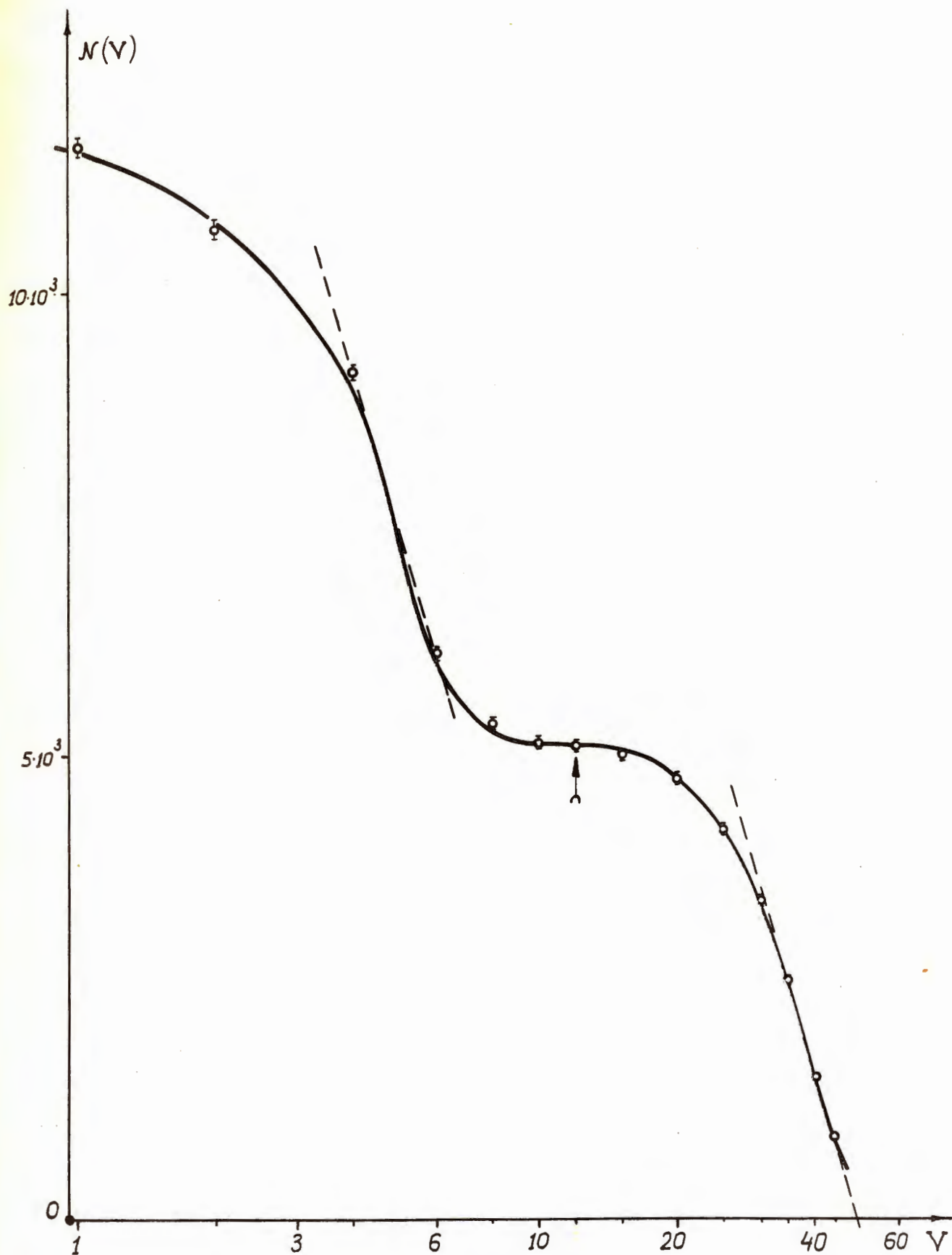


Р и с. 5

Выход заряженных частиц под углом $\theta_1 = 10^\circ 20'$ в зависимости от тока электромагнита.

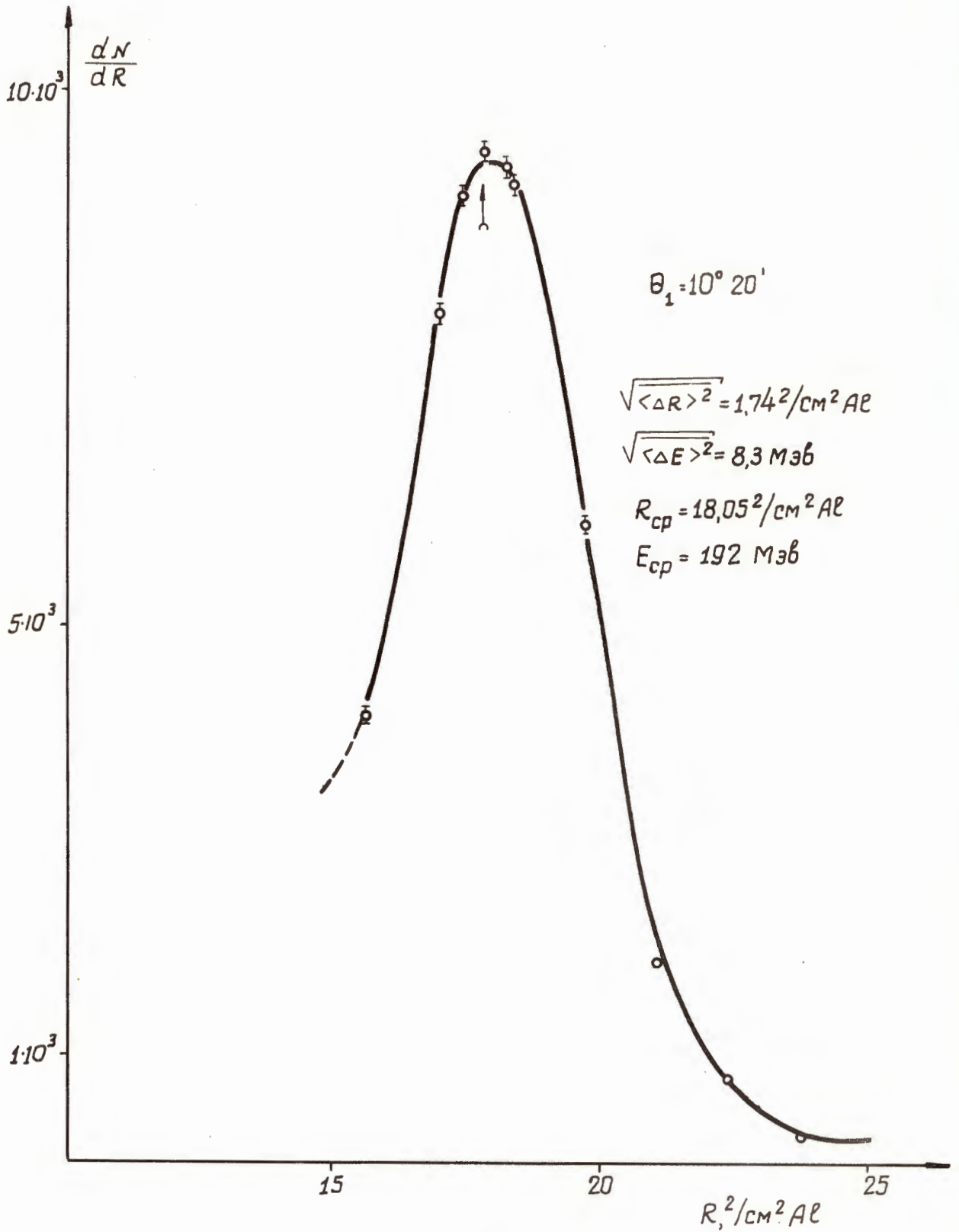
Кривая 1 - для телескопа с включенными счетчиками № 1, 2, 4.

Кривая 2 - для телескопа с включенным спектрометрическим счетчиком № 3 при $V = 12$ вольт и $U = 975$ вольт.



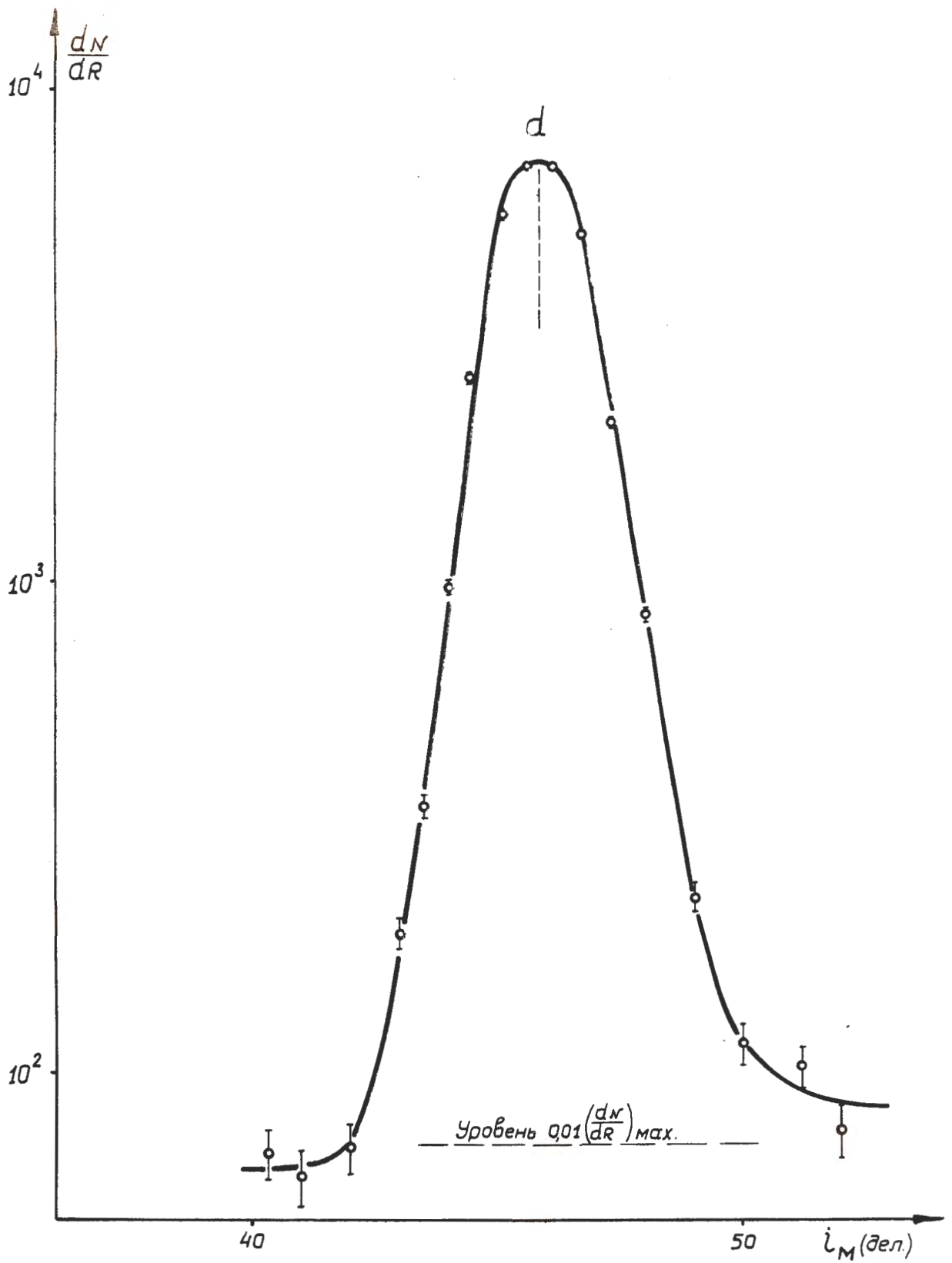
Р и с. 6

Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминации.



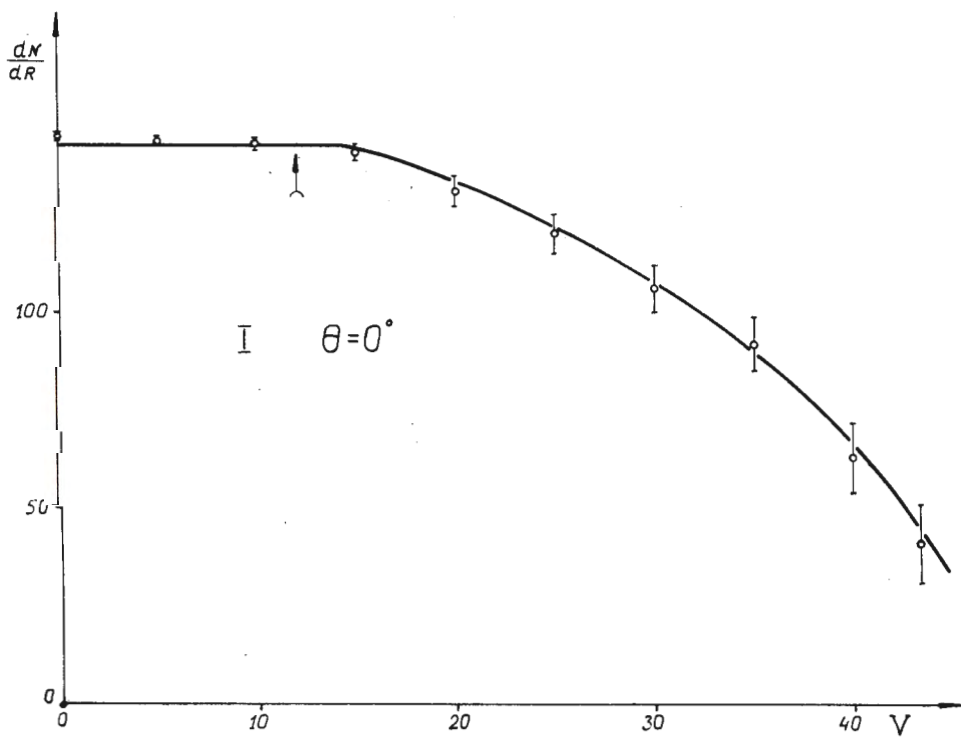
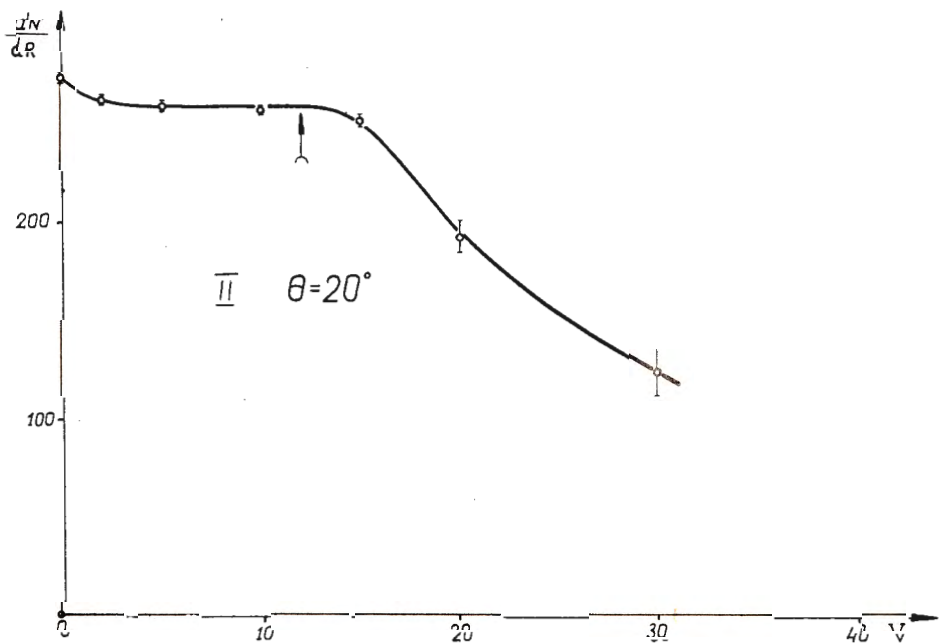
Р и с . 7

Кривая пробега дейтронов, измеренная под углом $\theta_1 = 10^\circ 20'$ с включенным счетчиком антисовпадений.



Р и с. 8

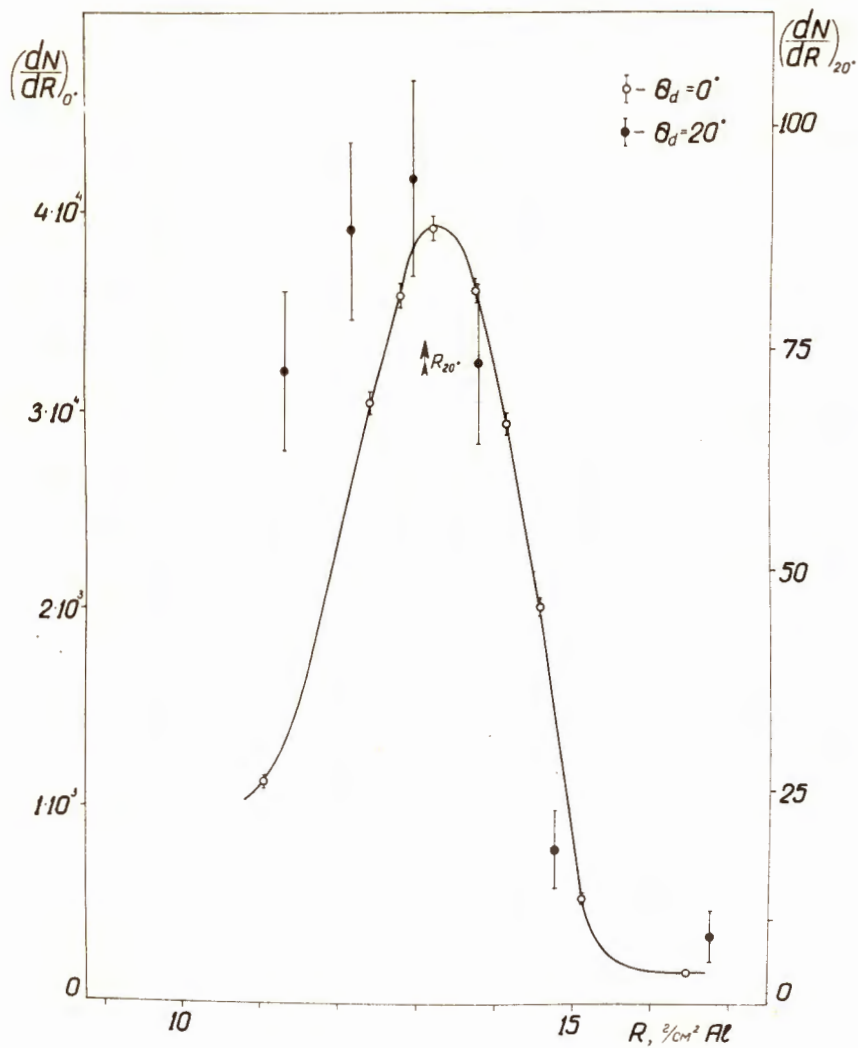
Выход заряженных частиц, измеренный телескопом, настроенным как по порогу дискриминации, так и по толщине поглотителя.



Р и с. 9

Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминации

Кривая I - $\theta_1 = 10^\circ 20'$ $\theta_2 = 0^\circ$
 Кривая 2 - $\theta_1 = 10^\circ 20'$ $\theta_2 = 20^\circ$

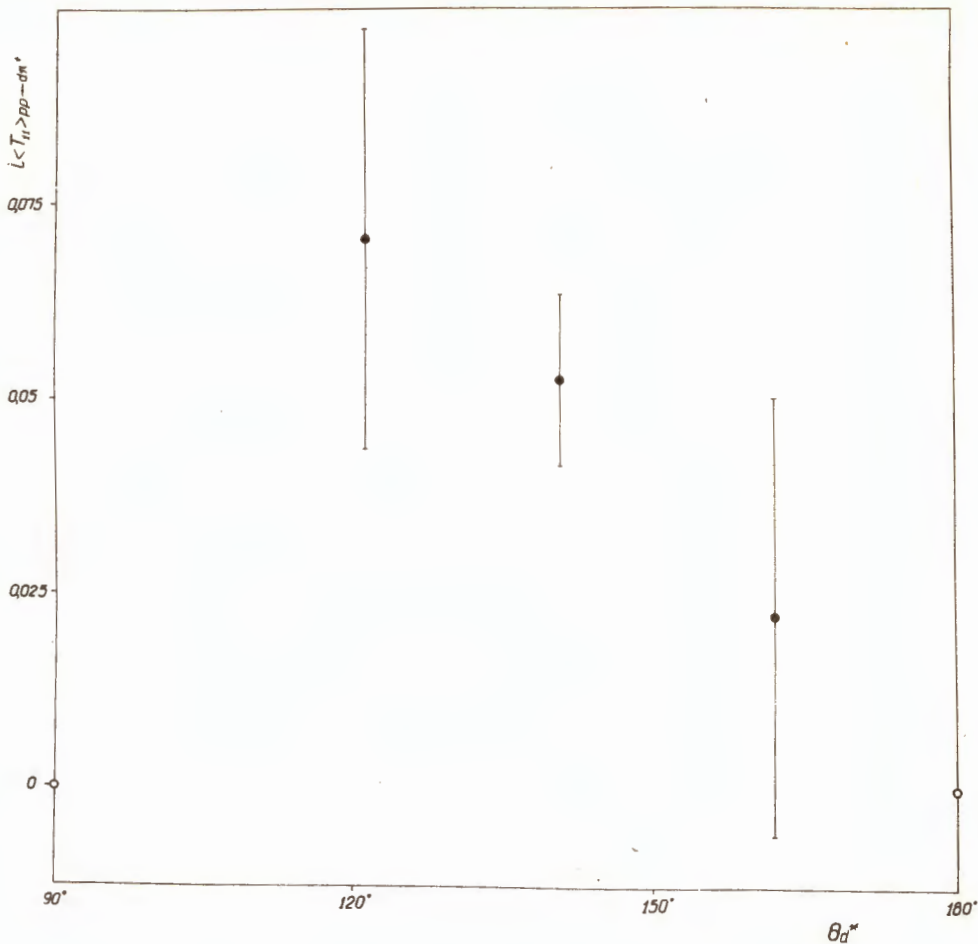


Р и с. 10

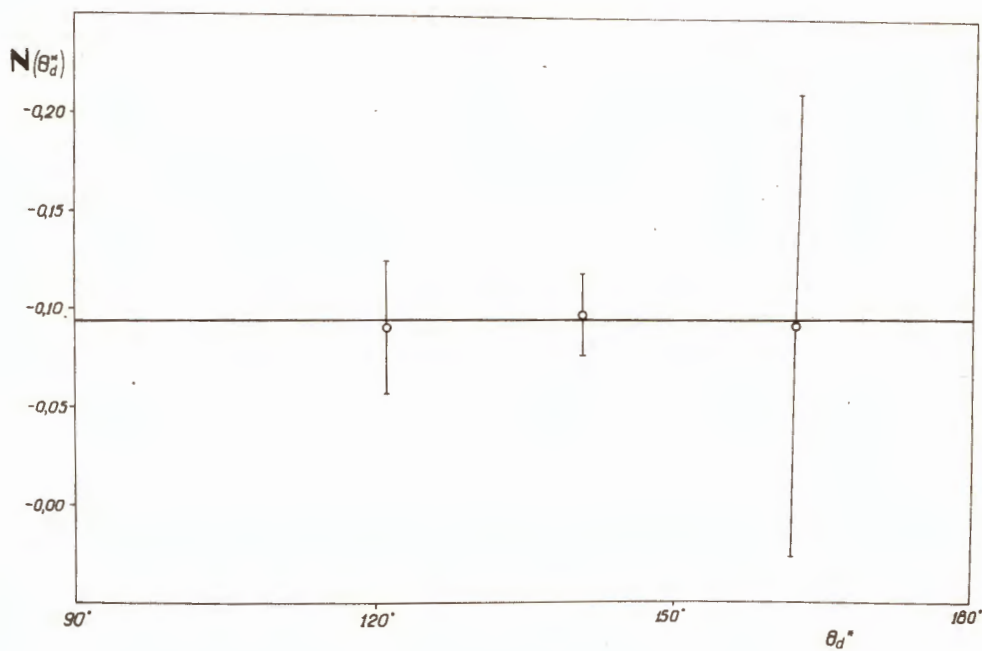
Кривые пробегов дейтронов в рабочих условиях:

Кривая 1 - $\theta_1 = 5^\circ 30'$ $\theta_2 = 0^\circ$.

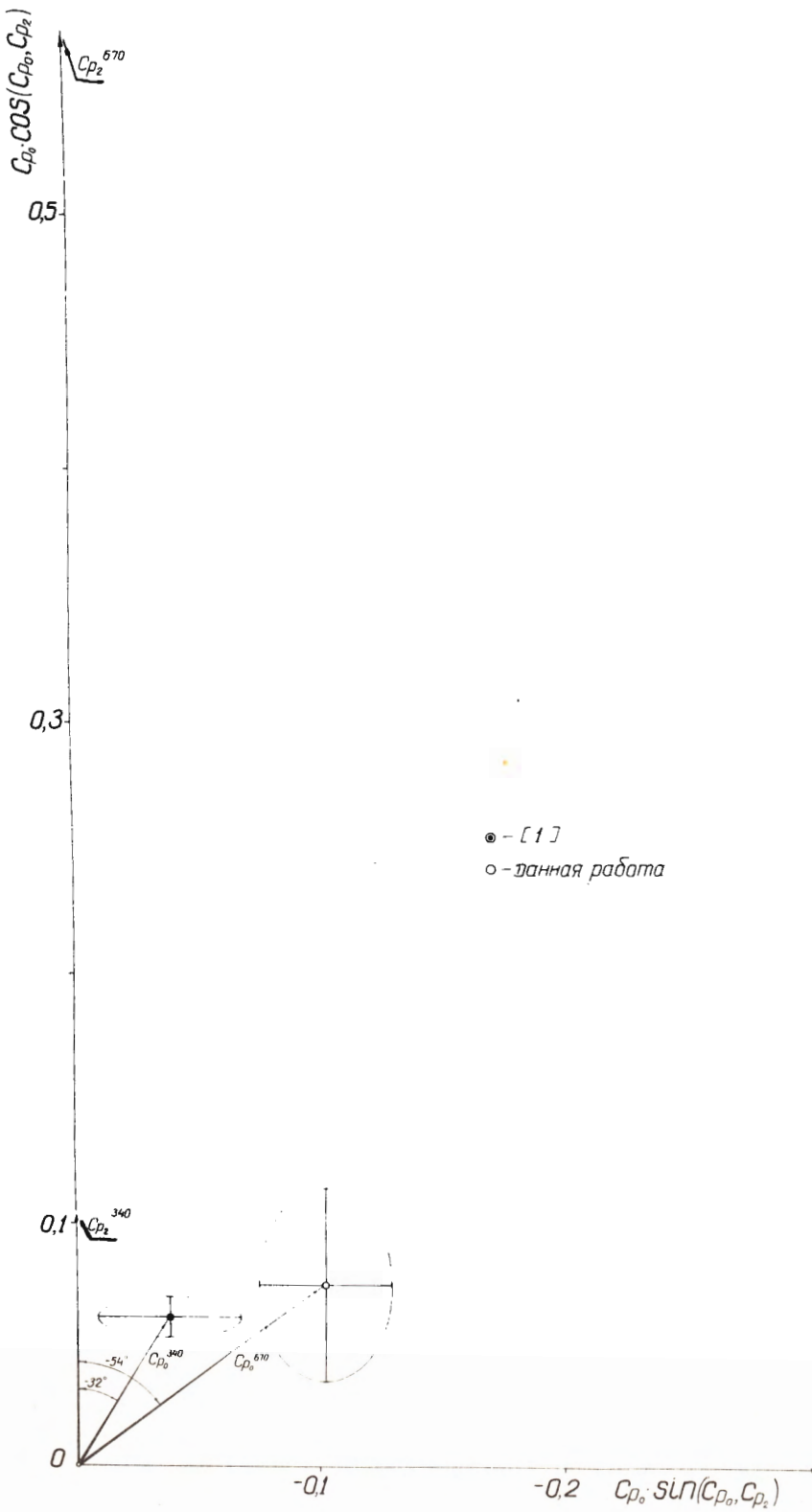
Кривая 2 - $\theta_1 = 5^\circ 30'$ $\theta_2 = 20^\circ$ справа.



Р и с. II
Измеренные значения $i \langle T_{11} \rangle_{d\pi^+}$.



Р и с. I2
Измеренные значения $N(\theta_d^*)$.



Р и с. 13
 Амплитуды переходов C_{p_0} и C_{p_2} на комплексной
 плоскости $z = |c_p| e^{i \arg c_p}$.