

С 346.38

Комаров В.И.

К-63

Б1-2750.

+

Б1-2450

"Утверждаю"

Директор Лаборатории ядерных  
проблем О И Я И

*В. П. Дзелепов*

В. П. Дзелепов

"17" мая 1964 года.

Б 1-2750

*Дзели.*

В. И. Комаров, О. В. Савченко

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ  $\mu$ -ЗАХВАТЕ ЯДРАМИ.

с. ф. 1425

Рукопись поступила  
в издательский отдел  
"17" --- 1964

- г. Дубна, 1964 год -

Физический институт  
Академии наук СССР  
Дубна



① В настоящее время всеобщее признание получила теория универсального четырехфермионного слабого взаимодействия. Эта теория подтверждена большим количеством экспериментальных данных, особенно для слабых процессов, происходящих с частицами со странностью  $S = 0$ . Одним из наименее изученных процессов из этого круга явлений является реакция захвата мюона протоном



Большинство из проведенных до настоящего времени опытов не противоречит предсказаниям универсальной  $V-A$  теории слабого взаимодействия, однако, имея в виду развитие представлений о  $\beta$ -распаде, следует думать, что экспериментальное изучение реакции (I) еще представляет интерес для окончательного выяснения характера взаимодействия при захвате мюона протоном.

Одной из возможностей, до сих пор неиспользованной в экспериментах, является изучение продольной поляризации ( $P_n''$ ) нейтронов, возникающих в (I). Измерение  $P_n''$  представляет интерес с нескольких точек зрения.

I) Экспериментальное определение знака продольной поляризации нейтронов  $P_n''$  из (I) позволяет непосредственно определить спиральность мюонного нейтрино, испускаемого в этой реакции. Поскольку экспериментально найдено, что спиральность  $\nu_\mu$  из  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  распада отрицательна, из закона сохранения лептонного заряда следует, что  $\nu_\mu$  из (I) также имеет отрицательную спиральность. Таким образом, измерение спиральности из (I) является прямой проверкой сохранения лептонного заряда в реакции  $\mu$ -захвата. Совокупность опытов по  $\mu$ -захвату ядрами в настоящее время указывает на отрицательный знак спиральности  $\nu_\mu$  из (I). Определяющими в этой совокупности являются опыты по

измерению асимметрии ( $\alpha$ ) в угловом распределении нейтронов<sup>/1/</sup>. Действительно, знак  $\alpha$  (также как и знак  $P_n''$ ) зависит от предположения о спиральности испускаемого нейтрино<sup>/2/</sup> и меняется на обратный при изменении знака спиральности последнего. Однако, кроме того, знак  $\alpha$  зависит еще от относительного значения констант векторного, аксиально-векторного и эффективного псевдоскалярного взаимодействия. Так, если даже принять, что вклад аксиально-векторного взаимодействия в  $\mu$ -захвате так же как и в  $\beta$ -распаде, т.е.  $\lambda \equiv -\frac{g_A}{g_V} = 1,25$ , то знак  $\alpha$  зависит от величины  $\alpha = \frac{g_p}{g_A}$ <sup>/3/</sup> (см. рис. I). Так как теоретически предсказывается положительный знак  $\alpha$ <sup>/4/</sup> и экспериментальные данные по изучению процессов  $C^{12} + \mu^- \rightarrow B^{12} + \nu_\mu$ <sup>/5/</sup> и  $O^{16} + \mu^- \rightarrow N^{16} + \nu_\mu$ <sup>/6/</sup>

указывают на то, что  $\alpha > 0$ , отрицательный знак  $\alpha$ , полученный в опытах<sup>/1/</sup> можно рассматривать как подтверждение того, что спиральность  $\nu_\mu$  из (I) отрицательна. Тем не менее, для проверки такого фундаментального положения, как закон сохранения числа лептонов, представляет интерес дополнительное независимое измерение спиральности  $\nu_\mu$ . Таким измерением может служить определение знака  $P_n''$  нейтронов из  $\mu$ -захвата в жидком водороде. Известно, (см., например, <sup>/9/</sup>), что вероятность захвата из состояний с антипараллельными спинами  $\mu^-$  и  $p$  примерно в 50 раз больше вероятности захвата из состояний с параллельными спинами, если принять

V-A Вариант взаимодействия с  $\lambda = 1,25$  и  $\alpha \approx 8$ . В этом случае в жидком водороде захват происходит с подавляющей вероятностью из состояний с антипараллельными спинами и поэтому, продольная поляризация испускаемых нейтронов близка к 100%<sup>/7/</sup>, причем знак поляризации однозначно связан со знаком спиральности нейтрино

законом сохранения углового момента <sup>ж)</sup>.

Не исключено, что детальный анализ ситуации, возникающей при захвате в жидком водороде, может показать, что знак  $P_n''$  определяется только спиральностью нейтрино, если ограничить область возможных значений констант взаимодействия в разумных пределах, совместимых с экспериментально найденным значением вероятности захвата в жидком водороде.

2) Опыты по измерению  $\alpha$  <sup>/1/</sup> послужили первым доказательством несохранения четности в процессе (I) и в настоящее время результаты их истолковываются как указание на большой вклад индуцированного псевдоскалярного взаимодействия. Однако отсутствие точной теории в ядерной физике вызывает известный скептицизм относительно возможности получения детальных сведений о характере слабого взаимодействия путем изучения  $\mu^-$  - захвата на сложных ядрах, особенно в случае, когда не происходит выделения определенного конечного состояния ( см., например, <sup>/9/</sup> ) ядра.

Возможность интерпретации опытов по измерению  $\alpha$  основывается, в первую очередь, на работах <sup>/3, 10/</sup>. В этих работах начальное состояние протонов ядра описывается моделью оболочек, а взаимодействие вылетающих нейтронов с ядром учитывается при помощи оптической модели. Тогда, как показано в <sup>/3, 10/</sup> коэффициент асимметрии и продольная поляризация нейтронов содержит один и тот же

---

<sup>ж)</sup> В случае захвата в газообразном водороде при давлении 1 атм, как было показано С. Герштейном <sup>/8/</sup> мезоатомы водорода переходят в синглетное состояние СТС за время много меньшее времени жизни мюона, так что знак 100% продольной поляризации нейтронов определяется только спиральностью нейтрино, без привлечения каких-либо предположений о характере слабого ( $\mu\nu$ ) ( $np$ ) - взаимодействия. Однако опыт по определению знака поляризации нейтрона из  $\mu^-$ -захвата в газообразном водороде в настоящее время находится за пределами экспериментальных возможностей.

множитель  $\beta$ , обусловленный характером распределения по импульсам протонов в ядре и взаимодействием вылетающего нейтрона с ядром. Поэтому отношение этих величин должно зависеть только от значения констант слабого взаимодействия. Как указывается в работе<sup>/3/</sup>, при значениях  $0,75 \leq \lambda \leq 2$  величина поляризации очень слабо зависит от значения констант слабого магнетизма и индуцированного псевдоскаляра и целиком определяется ядерным фактором  $\beta$ . Это позволяет проверить применимость принятого метода расчета путем сравнения наблюдаемой поляризации с расчетным значением. Такая проверка представляется особенно необходимой в свете критических работ<sup>/II/</sup>.

3) Как следует из результатов работы<sup>/3/</sup> наблюдение положительной продольной поляризации свидетельствовало бы о том, что  $\lambda < 0$  ( $V+A$  вариант теории), либо о том, что спиральность  $\nu_\mu$  положительна. Наблюдение малого значения поляризации свидетельствовало бы либо о неприменимости оптической модели для интерпретации результатов по угловому распределению и поляризации нейтронов из  $\mu^-$ -захвата в ядрах, либо о том, что  $\lambda \approx -1$ .

4) Наблюдение большой отрицательной поляризации нейтронов полностью исключает маловероятную, однако экспериментально не опровергнутую возможность объяснения большого отрицательного значения наблюдаемого коэффициента асимметрии нейтронов<sup>/12/</sup> тем, что спиральность  $\nu_\mu$ , испускаемого в (I) положительна, а  $|\lambda| < 1$ .

② Измерение продольной поляризации нейтронов с энергией в интервале 5-10 MeV можно осуществить, поворачивая спин нейтрона в магнитном поле на угол  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  и анализируя затем поперечную поляризацию нейтрона. В качестве анализатора наиболее выгодно использовать гелий, так как сечение упругого ( $n$  He<sup>4</sup>) рассеяния в этой области энергий составляет около двух барн, а анализирующая способность в

некотором диапазоне углов рассеяния близка к единице и слабо зависит от энергии нейтрона. Измерение углового распределения ( $n \text{ He}^4$ ) рассеяния возможно либо путем регистрации рассеянных нейтронов, либо регистрации ядер отдачи гелия. Первый способ, по-видимому, трудно осуществим, поскольку требует регистрации двойного рассеяния весьма слабого потока нейтронов. Трудность осуществления второго метода состоит в необходимости регистрации короткопробежных  $\alpha$ -частиц и потому измерение углового распределения  $\alpha$ -частиц возможно только при давлении He, близком к атмосферному. Следовательно, эффективность регистрации нейтронов не может быть сделана большой из-за малости толщины рассеивателя и необходимым условием выполнения эксперимента должна быть управляемость камеры, наполненной гелием до давления 1 атм. Такой камерой является разрабатываемая в группе <sup>Ляп</sup> изотропная разрядная камера /ИЗ/.

③ Схема обсуждаемого эксперимента может выглядеть следующим образом (рис. 2).

$\mu^-$ -мезоны ( $\pi \mu e$ )-пучка тормозятся фильтром  $\phi$  и остановки в мишени М выделяются счетчиками ( $C_1 + C_2 - C_3$ ). Нейтроны, вылетающие из мишени в течение интервала времени  $\approx 3\tau_\mu$  после остановки  $\mu^-$ -мезона в телесный угол  $\Omega_1$ , проходят между полюсами магнита М в поле напряженности  $\vec{H}$  участок пути  $L$  и затем пересекают рабочий объем камеры К. Сцинтилляция, вызываемая  $\alpha$ -частицей отдачи при рассеянии нейтрона в гелии, регистрируется умножителями ( $C_4 + C_5$ ) и на камеру подается высоковольтный импульс  $\vec{E}$  в случае, если эта сцинтилляция произошла в течение интервала времени  $t_2 - t_1 \approx 3\tau_\mu$  после остановки  $\mu^-$ -мезона (метод "ворот"). Трек фотографируется регистрирующей аппаратурой, расположенной в направлении РА от камеры. (Возможен также и другой вариант, когда трек регистрируется через полупрозрачный электрод).

Метод управления разрядной камерой по сцинтилляции газа под действием быстрых заряженных частиц был, по-видимому, впервые применен в работе /14/. Камера цилиндрической формы (зазор 1,2 см, диаметр 8 см) с  $Ne + 2\% A$  наполнением при давлении 600 *тор* запускалась от умножителя, регистрировавшего сцинтилляции газа при прохождении через объем камеры  $\alpha$ -частицы от радиоактивного источника. В рассматриваемом случае задача существенно осложняется тем, что объем камеры значительно больше, что затрудняет светосбор на фотокатод умножителя. Тем не менее, количество света, образующегося в этих условиях, по-видимому, достаточно для обеспечения 100% эффективности регистрации всплеск сцинтилляций от сильно-ионизирующих частиц. Действительно, в работе /15/ показано, что конверсионная эффективность  $Ne$  с примесью 0,1%  $N$  составляет  $\sim 2\%$  от эффективности  $CSJ(7e)$ , равной 6% /16/. Поэтому полное число фотонов, образованных  $\alpha$ -частицей с энергией 3  $MeV$  составляет

$$N_{\text{фот}} = \frac{3 \cdot 10^6 \text{ eV} \cdot 1,2 \cdot 10^{-3}}{3 \text{ eV}} = 1,2 \cdot 10^3 \text{ фотонов.}$$

При межэлектродном зазоре, равном 30 см соответствующим расположением умножителей с диаметром фотокатода 15 см можно обеспечить телесный угол, вырезаемый фотокатодом, равный

$$\Omega' \approx \frac{\pi \cdot 7,5^2 \text{ см}^2}{15^2 \text{ см}^2} = 0,78 \text{ стер.}$$

Поэтому количество фотоэлектронов, вызываемых всплеском составляет в среднем

$$n_{\text{фэ}} = n_{\text{ф}} \cdot \frac{\Omega'}{4\pi} \cdot \eta = 1,2 \cdot 10^3 \cdot \frac{0,78}{4\pi} \cdot 0,1 = 7,4$$

Дискриминация собственных шумов умножителя может быть обеспечена включением соседних умножителей попарно на совпадения. Окончательное решение этого вопроса возможно только после разработки соответствующей методики.



④ Оценим эффективность, анализирующую способность аппаратуры и время, необходимое для проведения измерений.

Поперечная поляризация  $P^\perp$  нейтрона связана с наблюдаемыми на опыте величинами следующей формулой:

$$P_1 = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \cdot \frac{\pi}{2 \cdot \overline{P_2(\theta, \theta_2)}} \quad (2)$$

где  $N^+(N^-)$  - число нейтронов, рассеянных в полусферу с  $-\pi/2 \leq \varphi < \pi/2$  в интервале углов рассеяния от  $\theta_1$  до  $\theta_2$  ( $\pi/2 < \varphi \leq 3/2\pi$ )

а  $\overline{P_2(\theta, \theta_2)}$  - среднее значение анализирующей способности реакции в том же интервале углов  $\theta$ . При этом полное число нейтронов, рассеянных в этом интервале углов  $N = N^+ + N^-$  равно

$$N = n \cdot N_{\text{He}} \cdot \mathcal{G}(\theta, \theta_2) \quad (3)$$

где  $n$  - число нейтронов падающих на рассеиватель,  $N_{\text{He}}$  - число атомов He в рассеивателе на  $\text{см}^2$ , а  $\mathcal{G}(\theta, \theta_2) = 2\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) d\cos\theta$ .

Можно показать, что число актов рассеяния  $N$ , которое необходимо зарегистрировать для достижения заданной относительной точности определения поляризации  $\frac{\mathcal{G}(P^\perp)}{\rho^\perp}$  равно

$$N = \left[ \frac{\mathcal{G}(P^\perp)}{\rho^\perp} \right]^{-2} \cdot \frac{1 - \rho^2 x^2}{\rho^2 x^2} \quad (4)$$

Здесь  $x \equiv \frac{2 \overline{P_2(\theta, \theta_2)}}{\pi}$ .

Из характера зависимости  $P_2(\theta_n^x)$  /ПГ/ (рис.3) следует, что нужно отбирать случаи рассеяния в диапазоне углов рассеяния нейтрона в с.ц.м.  $115^\circ \leq \theta_n^x \leq 160^\circ$ . Положим для простоты, что регистрируются монохроматические нейтроны с энергией  $W_n = 5,22 \text{ мев}$ . Тогда соответствующие  $\alpha$ -частицы имеют при давлении He  $P_{\text{He}} = 1 \text{ атм}$  пробеги от 6,4 до 9,6 см и углы рассеяния  $\theta_{\text{He}}$  в интервале  $10^\circ \leq \theta_{\text{He}} \leq 32,5^\circ$ , т.е. вполне доступны измерениям.

Используя данные работы /18/ для указанного интервала  $\theta_n^x$  и  $W_n = 5,54 \text{ MeV}$ , получим  $\sigma(\nu, \theta_2) = 2,14 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$

$$\overline{P_2(\theta_1, \theta_2)} = 0,83 \text{ и } \chi = 0,53.$$

Рассмотрим теперь два случая: а) захват мюона в жидком водороде ( $P_n'' \simeq 1$ ); в) захват мюона легкими ядрами. В работах /3,10/ показано, что для ядер  $C^{12}$ ,  $Ne^{20}$ ,  $S^{28}$ ,  $S^{32}$ ,  $Ca^{40}$  для нейтронов с энергией около  $5 \text{ MeV}$   $P_n'' \simeq 0,4 \div 0,7$ . Положим для оценок  $P_n'' = 0,5$ . Результат оценки величины  $N$  по формуле (4) для этих двух случаев приведен в таблице I:

Таблица I

Величина		$P_n'' = P^+$	$P=1$	$P = 0,5$
Получаемая информация				
Знак P с достоверностью	90%		5,0	22
	99%		14,0	72
Величина P с точностью 10%			258	1330

Поток нейтронов  $n$ , падающих на рассеиватель- газ камеры равен

$$n = N_\mu \cdot \frac{A_{захв}}{A_{захв} + A_{расп}} \cdot \int (\Delta E_n) \cdot \frac{\Omega}{4\pi} ,$$

где  $N_\mu$  - число остановок  $\mu$  - мезонов в мишени в сек,

$A_{захв}$  ( $A_{расп}$ ) - вероятность захвата (распада) мюона в мишени,

$\int (\Delta E_n)$  - фактор, учитывающий долю нейтронов, испускаемых в регистрируемом участке спектра  $\Delta E_n$ ,  $\Omega \approx \frac{ab}{(l_1 + l_2 + \frac{c}{2})^2}$  - телесный угол, вырезаемый камерой (рис.2). Так как для поворота спина нейтрона с энергией  $5,22 \text{ MeV}$  на угол  $\varphi = \pi/2$  необходимо иметь

$HL = 2,7 \cdot 10^5$  эрстед.см, то при напряженности поля  $H = 10^4$  эрстед достаточно иметь  $L = 27 \text{ см}$ . Полагая  $l_1 \simeq l_2 = 30 \text{ см}$ ,

$b = c = 100 \text{ см}$ ,  $a = 30 \text{ см}$ , получим  $\frac{\Omega}{4\pi} \simeq 1,3 \cdot 10^{-2}$ . Для

камеры указанных размеров при давлении  $P_{He} = 1$  атм,  $N_{\mu} = 2,68 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$

Таким образом, число регистрируемых событий в сек равно:

$$N = N_{\mu} \cdot \frac{\Lambda_{захв}}{\Lambda_{захв} + \Lambda_{расп}} \cdot \int (\Delta E_n) \cdot 7,46 \cdot 10^{-6} \quad (5)$$

Время ( в часах), необходимое для получения сведений о знаке и величине  $P$ , оцененное по формуле (5) для жидкого водорода,  $\text{Ca}^{40}$  и  $\text{S}^{32}$  приведено в таблице II. При этом предполагалось число остановок мюонов в мишени.  $N_{\mu} = 5 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$ . Для водорода

$\int (\Delta E_n) = 1$ , для  $\text{S}^{32}$  по результатам работы /10/

$$\int_{\text{S}^{32}} (\Delta E_n) = \frac{\widetilde{W}}{W_{захв}} \cdot \int_0^{(5-10 \text{ MeV})} (E_1 - E_2) = 9,4 \cdot 10^{-2} \cdot 0,38 = 3,57 \cdot 10^{-2}.$$

Здесь  $\frac{\widetilde{W}}{W_{захв}}$  - отношение вероятностей вылета нейтрона прямого процесса к полной вероятности захвата, измеренной экспериментально а  $\int_0^{(5-10 \text{ MeV})} (E_1 - E_2)$  - доля нейтронов прямого процесса, находящихся в интервале от 5 до 10 MeV ко всем нейтронам прямого процесса, т.е.

$$\int_0^{(E_1 - E_2)} = \frac{\int_{E_2}^{E_1} W(E_n) d'E_n}{\int_0^{\infty} W(E_n) d'E_n}$$

Таблица II \*)

Время (в часах) работы на ускорителе, необходимое для получения сведений о знаке и величине  $P$ .

Получаемая информация	Вещество мишени		
	Жидкий $\text{H}_2$	$\text{Ca}^{40}$	$\text{S}^{32}$
Знак $P$ с достоверностью	90%	30	10
	99%	103	31
Величина поляризации с точностью 10%	2.000	600	400

\*) При вычислении данных табл. II не учитывался фактор, близкий к единице, связанный с тем, что при регистрации нейтронов в некотором интервале энергий угол прецессии оказывается несколько отличным от  $\pi/2$  для нейтронов разных энергий, что приводит к незначительному уменьшению эффективной продольной поляризации.

Для  $\text{Ca}^{40}$  в работе /10/ не приведено значение  $\frac{\bar{W}}{W_{\text{экр}}}$ , однако эта величина согласно результатам /3/ для ядер  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{Ne}^{20}$ ,  $\text{Si}^{28}$ ,  $\text{S}^{32}$  в интервале 6,8 - 9,4%. Поэтому для  $\text{Ca}^{40}$  она взята равной 7%. Так что  $\sum_{\text{Ca}^{40}} (5-10 \text{ MeV}) = 7 \cdot 10^{-2} \cdot 0,3 = 2,1 \cdot 10^{-2}$ .

Таким образом, при условии, что система управления камерой от сцинтилляций в газе, будет работать эффективно, приведенные оценки показывают, что измерение знака  $P_n''$  при захвате в жидком водороде и величина  $P_n''$  с точностью  $\sim 10 \pm 20\%$  при захвате сложными ядрами представляется достаточно реальным.

Следует заметить, что в работе /11/ указывается на то, что учет резонансных эффектов при захвате мюонов ядрами увеличивает выход нейтронов с энергией 6-10 MeV примерно в 5 раз по сравнению с расчетами, основанными на оптической модели /3, 10/. Экспериментальная проверка этого обстоятельства, по-видимому, вполне возможна обсуждаемым методом, так как точность определения абсолютного выхода нейтронов определяется, в основном, точностью ( $\sim 10\%$ ) определения числа остановок в мишени.

Комар  
Сили



Л и т е р а т у р а

- I. *Astbury et al. Phys. Rev. Lett.* 3, 476 (1959)  
В.С.Евсеев, В.И.Комаров, В.Г.Куш, В.С.Роганов, В.А.Черногорова,  
М.М.Шимчак. ЖЭТФ, 41, 306 (1961).  
*Telegdi, Proc. Int. Conf. (1960). p. 713.*
2. *L. Wolfenstein. Nuovo Cim.* VII, 115 (1958).
3. Акимова М.К., Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский. ЖЭТФ, 39, 1806 (1960).
4. *L. Wolfenstein. Nuovo Cim.* 8, 882 (1958).  
*Goldberger, Treiman, Phys. Rev.* III, 354 (1958)
5. *Reynolds et al. Phys. Rev.* 129, 1790 (1963)  
*Maier. et al. Phys. Rev. Lett.* 8, 467 (1962)
6. *Cohen et al. Phys. Rev. Lett.* 10, 134 (1963)
7. *S. Weinberg. Phys. Rev. Lett.* 4, 11, 575 (1960)
8. С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 34, 463 (1958).
9. *Feinberg, Lederman. Ann. Rev. of Nucl. Sc. (1963)*
10. Э.И.Долинский, Л.Д.Блохинцев. ЖЭТФ, 35, 1488 (1958).
11. В.В.Балашов, В.В.Беляев, Н.М.Кабачник, Р.А.Эрамлян.  
Препринт ОИЯИ Р-1530 (1964).  
*Phys. Rev. Lett.* 10, 134 (1963).
12. В.С.Евсеев, В.С.Роганов, Чжан Жун-Ва, В.А.Черногорова, М.Шимчак.  
*Phys. Lett.* 6, 332 (1963).
13. М.М.Бутслов, В.И.Комаров, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ Р-1619 (1964)  
ЖЭТФ (~~в печати~~). 46 2245 (1964).
14. *C. Cavalleri, E. Gatti, G. Redaelli. Nuov. Cim.* 25, 1282 (1962)
15. А.С.Балдин, Б.В.Гавриловский, Ф.Е.Чукреев. Ат.энергия, 3, 331 (1957).  
Б.В.Гавриловский. Ат.энергия, 8, 4, 363 (1960).
16. Дж.Биркс "Сцинтилляционные счетчики" изд.ин.лит. 1955.
17. Левинтов И.И., Миллер А.В., Шамшев В.Н. ЖЭТФ, 32, 274 (1957).
18. *J. D. Seagrave. Phys. Rev.* 92, 1222 (1953).

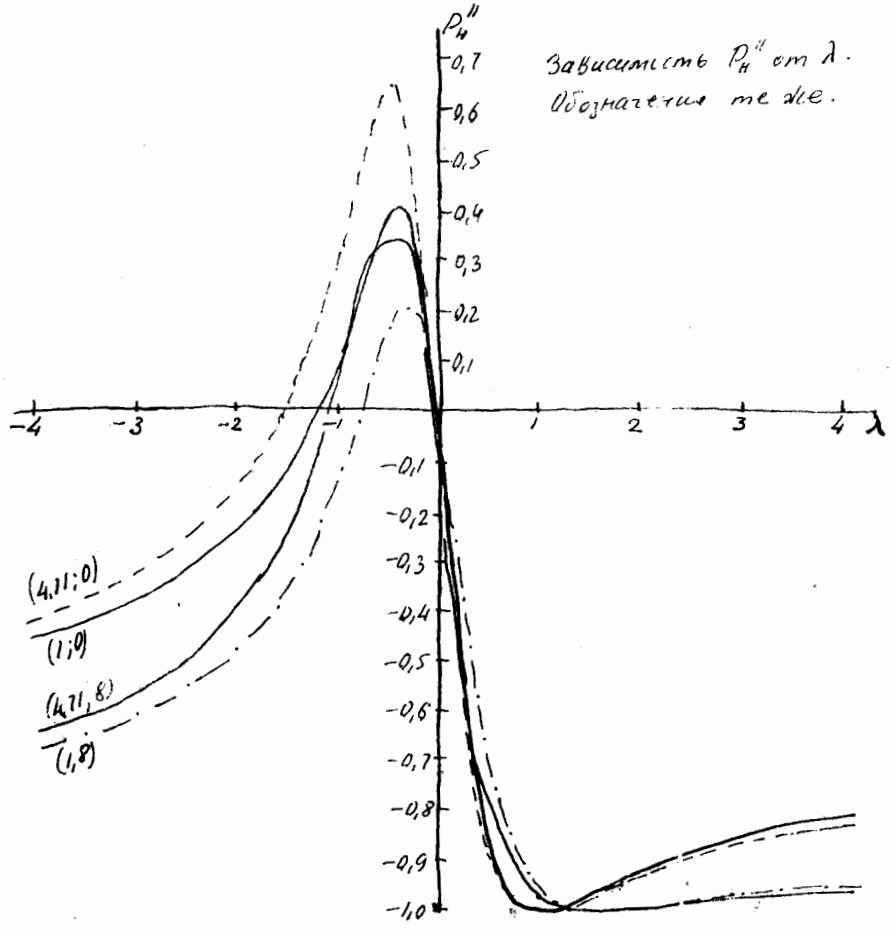
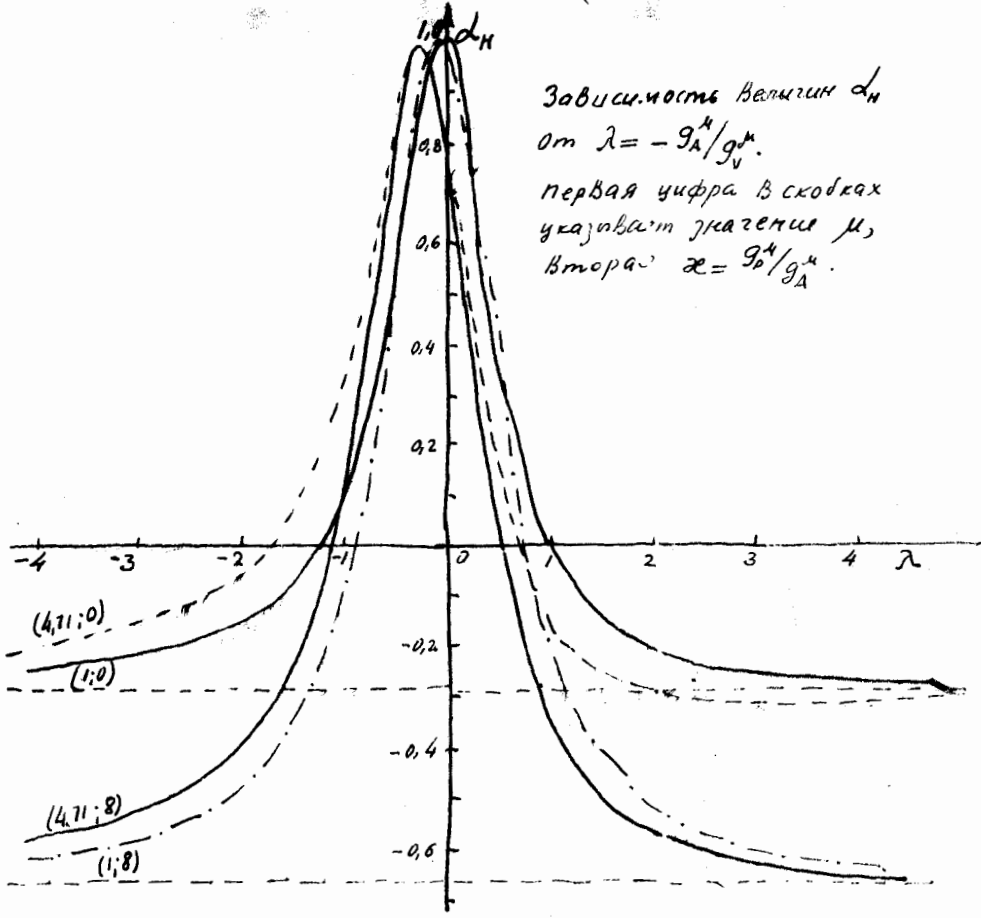


Рис. 1.  
 Зависимость  $d_H$  и  $\rho_H''$  от  $\lambda, \xi, \mu$  [3].

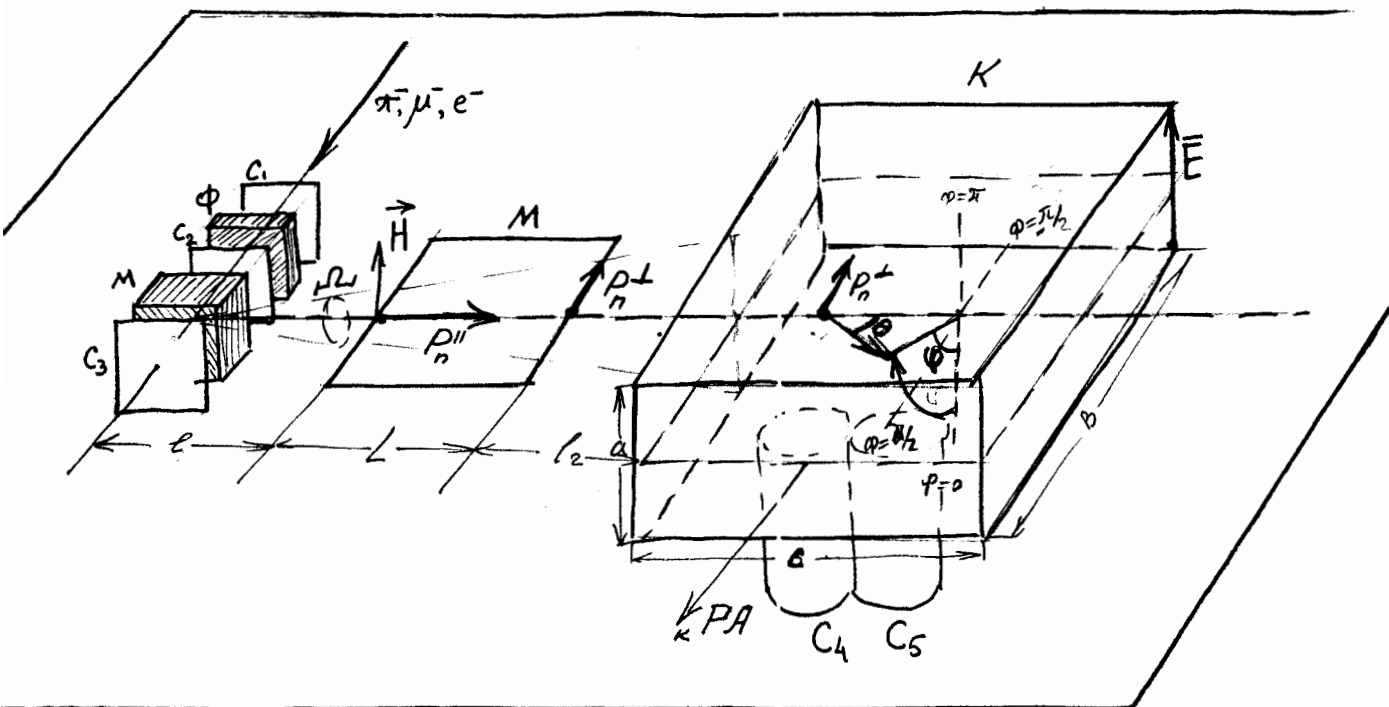


Рис. 2.

Возможная схема эксперимента

$C_1, C_2, C_3$  - сетки телескопа останков мюонов

$\Phi$  - фильтр

$M$  - мишень

$\Omega$  - телесный угол, вырезаемый камерой

$M$  - область магнитного поля

$K$  - камера

$РА$  - аппаратура, регистрирующая треки

$C_4, C_5$  - сетки управления запуском камеры

$\theta, \varphi$  - углы рассеяния нейтрона

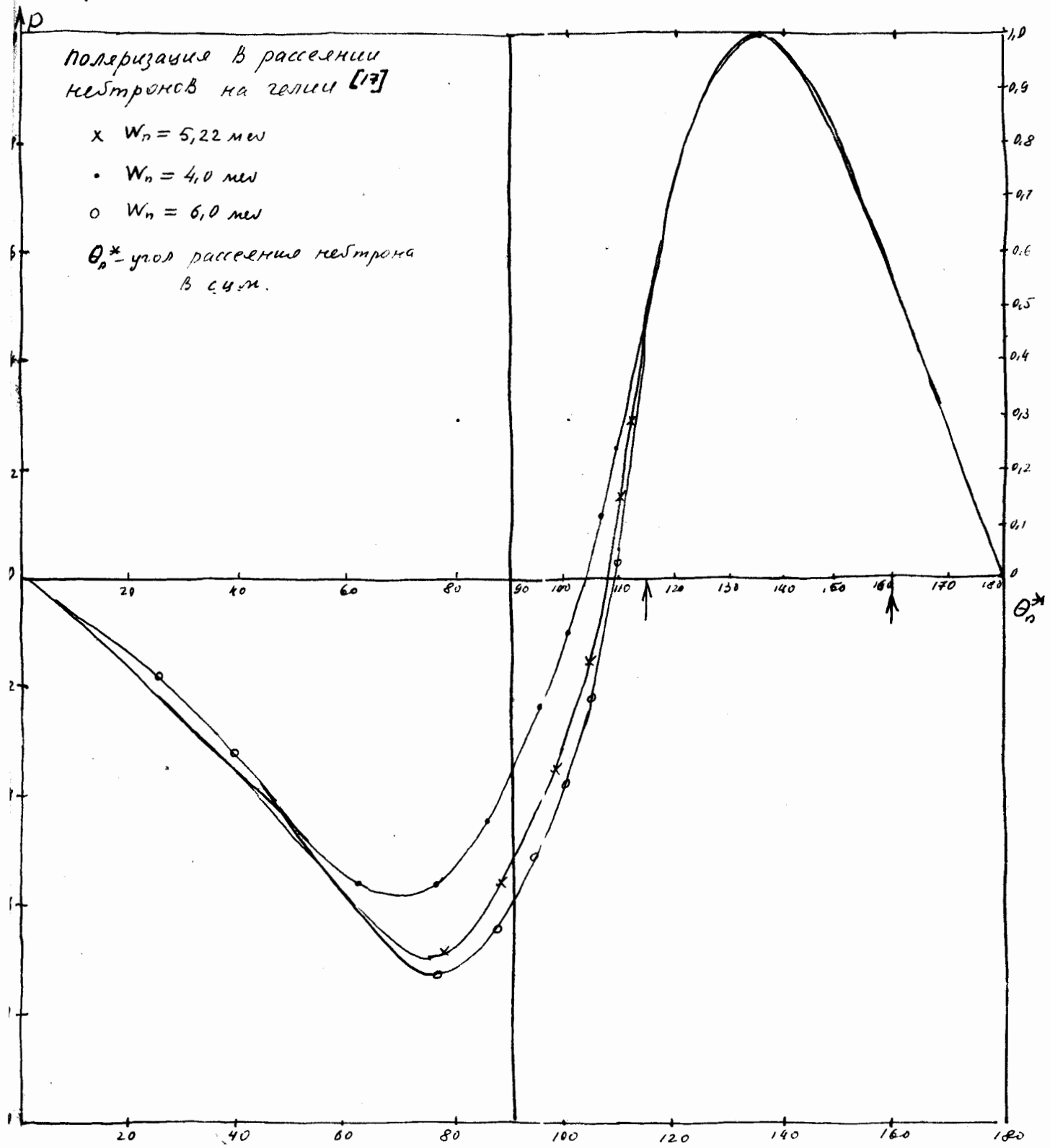


Рис 3.