

3-895

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р 13 - 5637

1378/2-41



В.П. Зрелов, П. Павлович , П. Шулек

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

АПОХРОМАТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ
В ПУЧКЕ 657 МЭВ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ
ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

1971

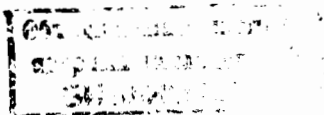
В.П. Зрелов, П. Павлович* , П. Шулек*

АПОХРОМАТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ
В ПУЧКЕ 657 МЭВ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ
ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА**

Направлено в "Nucl. Instr. and Methods"

* Постоянный адрес: кафедра ядерной физики Университета им. Коменского, Братислава (ЧССР).

** Предварительные результаты этой работы были сообщены на Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, сентябрь 1970 г. (Аннотации докладов: Препринт ОИЯИ, 13-5235, Дубна, 1970).



1. В в е д е н и е

В работе ^{/1/} для измерения средней энергии протонов в пучке 665 Мэв с использованием излучения Вавилова-Черенкова описан так называемый монохроматический метод. В нем были устранены недостатки метода Ма-зера ^{/2/}, что позволило получить точность $\pm 0,14$ Мэв ($\pm 0,02\%$), — это в 11 раз выше точности метода ^{/2/}.

Однако регистрация излучения в узком диапазоне длин волн приводит к необходимости пропускания через радиатор большого потока протонов ($\approx 6 \cdot 10^{12}$), в результате чего для получения на фотопленке нормальных почернений от излучения Вавилова-Черенкова требуются экспозиции 25–30 минут (при интенсивности коллимированного пучка протонов $3 \cdot 10^9$ протонов/сек).

В настоящей работе излагается апохроматический метод измерения средней энергии протонов в пучке, который, сохраняя все преимущества монохроматического метода, не имеет основного его недостатка. Сокращение времени экспонирования на пучке протонов достигается путем использования двойной апохроматической призмы, которая значительно компенсирует влияние дисперсии радиатора на точность измерения и тем самым позволяет использовать для регистрации широкую область длин волн излучения Вавилова-Черенкова.

II. Описание метода

При движении заряженной частицы со скоростью β в оптически изотропной среде с абсолютным показателем преломления n в ней возникает конус излучения Вавилова-Черенкова. Половина угла 2θ при вершине конуса излучения определяется известным соотношением^{/3/}

$$\cos \theta(\lambda) = \frac{1}{\beta n(\lambda)}. \quad (1)$$

Поскольку показатель преломления n , входящий в формулу (1), зависит от длины волны λ , то и направление излучения тоже зависит от λ .

Если в устройстве для определения скорости частиц по излучению Вавилова-Черенкова желательно использовать спектр излучения в широкой области длин волн, то оптическая система такого устройства должна содержать элемент, компенсирующий влияние дисперсии радиатора.

В настоящей работе таким элементом является двойная призма (дублет). Преломляющие углы дублета выбраны такими, что при заданном показателе преломления радиатора призма сводит излучение Вавилова-Черенкова для трех длин волн (при заданной скорости частицы) на одно и то же направление. Такую систему в соответствии с общепринятой терминологией в оптике мы называем апохроматической.

Описание метода апохроматизации излучения Вавилова-Черенкова подробно изложено в работе^{/4/}. Здесь же мы приведем лишь основные формулы, по которым рассчитывался апохроматический дублет.

Система, состоящая из плоскопараллельного радиатора с показателем преломления n_1 и дублета призм с показателями преломления n_3 и n_4 , окруженных средой с n_2 (все показатели преломления - абсолютные), показана на рис. 1.

Расположение преломляющих граней апохроматической системы будем определять углами V_1 , V_2 и V_3 (положительное направление отсчёта углов на рис. 1 показано стрелкой). Из рис. 1 видно, что

$$\begin{aligned}x &= r - V_1, \\y &= \gamma_1 - V_2, \\z &= \gamma_2 - V_3.\end{aligned}\tag{2}$$

Запишем законы преломления на трех гранях нашей системы призм:

$$\begin{aligned}n_2 \cos x &= n_3 \sin \gamma_1, \\n_3 \sin y &= n_4 \sin \gamma_2, \\n_4 \sin z &= n_2 \cos (x + y + z - R),\end{aligned}\tag{2'}$$

где

$$R = r + \gamma_1 + \gamma_2 - \nu$$

и

$$r = \arcsin \sqrt{\frac{\beta^2 n_1^2 - 1}{\beta n_2}},$$

а ν — наперед заданный угол между оптической осью системы и направлением излучения Вавилова-Черенкова после выхода его из призмы.

В этом случае угол x вычисляется из уравнения:

$$\sqrt{\left(\frac{n_4}{n_3}\right)^2 - \sin^2 y} \cos(x+y-R) - \left[\frac{n_4}{n_2} + \sin(x+y-R)\right] \cdot \left\{ \frac{L}{K} \sin y + \frac{\cos y}{\sqrt{\left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 - \cos^2 x}} \left[\left(1 - \frac{L}{K}\right) \cos x - \frac{\Delta r}{K} \sin x \right] \right\} = 0, \quad (3)$$

где

$$y = \arctg \frac{\left(\frac{L}{K} - \frac{L'}{K'}\right) \cos x + \left(\frac{\Delta r}{K} - \frac{\Delta r'}{K'}\right) \sin x}{\left(\frac{L}{K} - \frac{L'}{K'}\right) \sqrt{\left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 - \cos^2 x}}, \quad (4)$$

$$\Delta r = \frac{\Delta n_1}{\sqrt{\beta^2 n_2^2 - (\beta^2 n_1^2 - 1)}} \left(\frac{\Delta n_1}{n_1} \frac{\beta^2 n_1^2}{\sqrt{\beta^2 n_1^2 - 1}} - \frac{\Delta n_2}{n_2} \sqrt{\beta^2 n_1^2 - 1} \right),$$

$$K = \frac{\Delta n_2}{n_1} - \frac{\Delta n_4}{n_4}, \quad L = \frac{\Delta n_3}{n_3} - \frac{\Delta n_4}{n_4}.$$

Причем величины Δn_1 без штриха относятся к разностям показателей преломления между первой (основной, на направление которой сводятся лучи других длин волн) и второй длинами волн, а величины со штрихом — между первой и третьей.

При найденном x угол y вычисляется по формуле (4), а угол z по формуле

$$z = \operatorname{arctg} \frac{\cos(x+y-R)}{\frac{n_1}{n_2} + \sin(x+y-R)} \quad (5)$$

После подстановки этих величин в формулы (2) находятся искомые углы V_1 , V_2 и V_3 .

Параметры призмы дублета, который использовался в настоящей работе, были рассчитаны по программе АРОХРОМАТ^{/4/} для энергии протонов 650 Мэв. При расчёте за основную длину волны принималась линия F ($\lambda = 486,1$ нм), а угол выхода излучения с этой длиной волны из призмы принимался равным $\nu = -0,2$ рад. На это же направление сводилось излучение с длинами волн $\lambda_g = 435,8$ нм и $\lambda_c = 656,3$ нм. Призмы были изготовлены на предприятии "Диоптра" (ЧССР) из чехословацких стекол типа F5 и SK 104, которые по своим характеристикам близки к стеклам Ф6 и П16, выпускаемым в СССР. Расчётная форма дублета показана на рис. 2.

Измерения углов дублетов призмы производилось на гониометре ГС-5 с точностью $\pm 3''$.

В качестве материала радиатора был выбран фтористый литий (LiF), имеющий плотность $\rho = 2,60$ г/см³ и радиационную длину $\chi_0 = 38,95$ г/см²^{/5/}. Значения относительных показателей преломления призмы дублета и радиатора приведены в табл. 1 (при $t = 20^\circ\text{C}$).

Для дублета призмы, использованного в настоящей работе и энергии протонов $E = 656$ Мэв расходимость излучения для интервала длин волн от 360 нм до 540 нм после радиатора составляла $\Delta r = 87'$, тогда как $\Delta \nu = 2,76'$ ($\Delta E = 0,38$ Мэв). Таким образом, дублет уменьшает ошибку в определении энергии протонов, вызванную влиянием дисперсии радиатора, почти в 70 раз.

Таблица I

Оптическая деталь	материал	Показатель преломления для излучения с длиной волн, нм	
		404,7	425,8
Радиатор	LiF	I, 39307	I, 39687
Призма I	F5	I, 63138	I, 62342
Призма II	SK104	I, 63051	I, 62575
			546,1

Зависимости угла выхода излучения Вавилова-Черенкова из дублета призм $\nu'(E)$ и неопределенности ΔE , вызванной остаточной расходимостью $\Delta\nu$ излучения после дублета, от энергии протона E показаны на рис. 3. Следует заметить, что угол выхода излучения из призмы ν' отсчитывается от нормали к выпускной грани и связан с углом ν , фигурирующим в формулах (2'), соотношением $\nu = -\nu' + (V_1 + V_2 + V_3 - \frac{\pi}{2})$.

Благодаря большому углу выхода излучения из дублета призм ($\nu' \approx 70^\circ 15'$), последний не только хорошо апохроматизирует излучение, но и увеличивает чувствительность прибора к изменениям энергии. Мерой изменения чувствительности является величина

$$h_1 = \frac{\Delta r}{\Delta \nu} = \frac{\sin(\nu - V_1 - V_2 - V_3) \cos \gamma_1 \cos \gamma_2}{\sin x \cos y \cos z} \quad (6)$$

Так, при изменении энергии протонов 656 Мэв, проходящих через радиатор из LiF , на 1 Мэв направление излучения на выходе из радиатора (угол r) изменяется на $3,5'$, а на выходе из дублета – на $7,2'$. Суммарные потери на отражение излучения в радиаторе и дублете не превосходили 8%.

III. Условия эксперимента и описание прибора

Эксперимент производился на пучке протонов с энергией 657 Мэв, выведенном из синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем, на расстоянии ≈ 16 метров от выпускного окна камеры ускорителя. Пучок протонов до попадания на радиатор прибора формировался коллиматором диаметром 10 мм и длиной 4 м.

Схема прибора показана на рис. 4. Пучок протонов (p) проходил через плоскопараллельную пластинку (радиатор 1) из LiF толщиной 1,5 мм перпендикулярно ее поверхностям. Излучение Вавилова-Черенкова, вышедшее из радиатора под углом $\tau \approx 40^{\circ}30'$, попадало на два дублета апохроматических призм (2), расположенных по обе стороны от пучка. Для установки дублетов в расчётное положение относительно плоскости радиатора каждый из них имел специальную юстировочную грань d . Если эта грань с помощью автоколлимационного устройства устанавливалась строго параллельно плоскости радиатора – дублет в нужном положении. Параллельные пучки излучения после призм поворачивались плоскими алюминированными зеркалами (3) в сторону от пучка протонов и фокусировались объективами "Гелиос-40", настроенными на бесконечность. Общий вид прибора показан на рис. 5.

Излучение регистрировалось на фотопластинки типа "Изоортохром" с светочувствительностью 90 ед. ГОСТ 10691-63, которые размещались в фокальной плоскости фотоаппаратов "Зенит-3М".

Типичное позитивное изображение излучения Вавилова-Черенкова на фотопластинке имело вид, показанный на рис. 5.

Отсчёт положения дуги изображения излучения производился в данном методе не от выпускной грани c дублета призм, а от вспомогательной грани b (см. рис. 2). Нанесение реперных рисок (две узкие линии на рис. 6), определяющих положение грани b , осуществлялось с помощью специальных проекторов (5), как и в монохроматическом методе^{1/1}.

Для получения нормальной плотности почернения изображения от излучения Вавилова-Черенкова на фотопластинках требовалось пропустить через радиатор в среднем $1,5 \cdot 10^{11}$ протонов (при этом экспозиция составляла меньше одной минуты).

IV Обработка результатов

Фотопластинки с негативными изображениями фотометрировались на микрофотометре типа МФ-4 при ширине щели 0,025 мм и высоте 0,33 мм. Измерения производились с шагом 0,01 мм и 0,05 мм для реперных меток и черенковского следа соответственно. Точность отсчёта перемещения столика по микрометрическому винту была 0,01 мм.

Для выявления наиболее выпуклой части "дуги" черенковского следа измерения производились в направлении, перпендикулярном рискам, в 5 + 7 местах через 0,5 мм.

Типичная фотометрическая кривая (Т - пропускание, измеренное на микрофотометре) приведена на рис. 7.

Положение центров тяжести черенковского следа относительно реперных меток (средняя линия (3) между ними определяла положение вспомогательной грани В дублета) для каждого "уровня" определялось математическим методом по формуле

$$\bar{x}_j = \frac{\sum_i h_i(x) x dx}{\sum_i h_i(x) dx}, \quad (7)$$

где $h_i(x)$ - значения плотности почернения фотопластинок, преобразованные с учётом характеристической кривой, используемого фотоматериала и потерь излучения на отражение в апохроматическом дублете.

Совокупность величин \bar{x}_j аппроксимировалась аналитической зависимостью вида $f(\bar{x}) = a_1 \bar{x} + a_2 \bar{x}^2$ по методу наименьших квадратов. Заметим, что зависимость, полученная путем тригонометрического расчёта хода излучения Вавилова-Черенкова через всю оптическую систему имела вид $f(\bar{x}) = 0,0769 \bar{x} - 0,0288 \bar{x}^2$.

С помощью таким образом полученной зависимости определялось \bar{x}_{\max} .

Точность определения \bar{x}_{\max} составляла $\pm 0,03$ мм. Для перехода от измеренных величин \bar{x}_{\max} к углам производилась калибровка фокальных плоскостей объективов "Гелиос-40" обоих фотоаппаратов с помощью гониометра ГС-5. На калибровочные фотопластинки наносились узкие метки через 1° по всему полю зрения. При этом точность отсчета углов составляла $\pm 2''$.

Калибровка позволяла перейти от величин \bar{x}_{\max} к углу ν_0 , т.е. к углу между зыпускной гранью дублета с и вспомогательной b. Переход от угла ν_0 к углу ν' (ν' - угол между направлением излучения и нормалью к грани с дублета) осуществлялся по формуле

$$\nu' = \frac{\pi}{2} - \nu_0 + \alpha, \quad (8)$$

где α - угол между гранями с и b дублета (для одного дублета $\alpha_1 = 14^{\circ} 40' 16''$, а для другого - $\alpha_2 = 14^{\circ} 40' 51''$).

Зная углы ν' , показатели преломления призм дублетов и радиатора, можно было рассчитать энергии протонов в центре радиатора из LiF, измеренные двумя фотоаппаратами.

Величины \bar{x}_{\max} и соответствующие им средние энергии протонов, измеренные апохроматическим методом в одном сеансе, приведены в табл. 2.

Для получения средних энергий протонов на входе в радиатор нужно к средним энергиям, приведенным в последнем столбце табл. 2, добавить потери энергии протонов на половине толщины радиатора ($0,195 \text{ г/см}^2$), которые согласно таблицам^{/6/} составляют 0,40 Мэв. Таким образом, средняя энергия протонов на входе в радиатор, например для экспозиции 2 и 3 (табл. 2), составляет $\bar{E} = 656,69$ Мэв.

Следует отметить, что энергия протонов, определенная по максимуму кривой распределения протонов по энергиям, на 0,5 Мэв выше,

Таблица 2

№ экспоз.	Фотоаппарат I		Фотоаппарат II		$\bar{E} = \frac{\bar{E}_1 + \bar{E}_2}{2}$ МэВ
	\bar{X}_{max} , мм	\bar{E}_1 , МэВ	\bar{X}_{max} , мм	\bar{E}_2 , МэВ	
1	7,469	656,40	7,548	655,85	656,13
2	7,443	656,26	7,632	656,32	656,29
3	7,490	656,52	7,584	656,06	656,29
4	7,496	656,55	7,589	656,08	656,32
5	7,442	656,25	7,566	655,96	656,11
6	7,499	656,57	7,636	656,35	656,46
7	7,553	656,87	7,674	656,56	656,72
8	7,500	656,58	7,308	654,52	655,55
9	7,438	656,23	7,322	654,60	655,47

чем измеренная по центру тяжести. Такая разница в энергиях, по-видимому, объясняется некоторой асимметрией в распределении протонов по энергиям первичного пучка, так как она существенно больше разницы между наиболее вероятной и средней энергиями ионизационных потерь (эффект Ландау), составляющей в нашем случае всего 0,07 Мэв.^{17/}

V. Ошибки измерений средней энергии апохроматическим методом

Точность определения энергии протонов данным методом зависит от многих факторов, которые можно разбить на 4 группы.

1. Ошибки измерения показателей преломления

а. Р а д и а т о р. Связь между ΔE и $\Delta \beta$ определяется следующим образом:

$$\Delta E = \gamma^3 E_0 \beta \Delta \beta, \quad (9)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ и

$$\Delta \beta = \beta^3 n_1 \Delta n_1. \quad (10)$$

В нашем случае при $\Delta n_1 = 1 \cdot 10^{-5}$ $\Delta E = 0,027$ Мэв.

б. П е р в а я г р и з м а д у б л е т а (показатель преломления n_3). Для используемой в этом методе апохроматической системы

$$\Delta \beta = h_2 \frac{\sin V_2}{n_2 \sin x \cos y} \Delta n_3, \quad (11)$$

где

$$h_2 = \frac{\Delta \beta}{\Delta r} = -\frac{\beta^3 n_2^2}{2} \sin 2r, \quad (12)$$

и значения x и y определены формулами (2) и (2').

В нашем случае $h_2 = 0,26$ и для $\Delta n_3 = 1 \cdot 10^{-5}$ $\Delta E = 0,005$ Мэв.

в. В т о р а я п р и з м а д у б л е т а (показатель преломления n_4). Связь между $\Delta\beta$ и Δn_4 определяется следующим образом:

$$\Delta\beta = h_2 \frac{\cos(y + V_2) \sin V_3}{n \sin x \cos y \cos z} \Delta n_4. \quad (13)$$

Для $\Delta n_4 = 1 \cdot 10^{-5}$ получим $\Delta E = 0,018$ Мэв.

2. Ошибки в измерении углов призм дублета и его юстировки

Исходя из формул (2) и (2'), можно найти соотношения между $\Delta\beta$ и ошибками углов ΔV_1 :

$$\Delta\beta = h_2 \Delta V_1, \quad (14)$$

$$\Delta\beta = h_2 \frac{n_3 \cos \gamma_1}{n_2 \sin x} \Delta V_2, \quad (15)$$

$$\Delta\beta = h_2 \frac{n_4 \cos \gamma_1 \cos \gamma_2}{n_2 \sin x \cos y} \Delta V_3. \quad (16)$$

При $\Delta V_1 = 1'$ $\Delta E = 0,28$ Мэв. Следует обратить внимание на то, что ошибка в угле V_1 , согласно определению V_1 в начале этой статьи, обусловлена ошибкой в юстировке дублета призм относительно плоскости радиатора.

Что касается вклада ΔV_2 и ΔV_3 в ΔE , можно сказать следующее. В связи с тем, что измерение углов призм дублета производилось на готовых (склеенных) дублетах, можно было точно определить только разность углов $V_2 - V_3$. При этом ошибка в определении разности $V_2 - V_3$ в $1'$ приводит к ошибке в определении энергии протонов $\Delta E = 0,548$ Мэв. Ввиду того, что $n_3 \approx n_4$, ошибка ΔV_2 (или ΔV_3)

не дает большого вклада в ΔE . Так, изменение ΔV_2 (или ΔV_3) в $1'$ приводит к значению $\Delta E = 0,003$ Мэв.

Ошибка в определении угла $\Delta \alpha$ между выпускной c и освещаемой b гранями дублета призмы есть прямо ошибка в $\Delta \nu'$ и приводит к неопределенности в скорости частиц согласно формуле

$$\Delta \beta = h_1 h_2 \Delta \nu' . \quad (17)$$

В нашем случае $h_1 = 0,48$, а при $\Delta \alpha = \Delta \nu' = 1'$ $\Delta E = 0,137$ Мэв.

3. Ошибка в определении расстояния центра тяжести черенковского следа от центра реперных рисок

В соответствии с калибровкой объектива и расчетом зависимости $E(\nu')$ было найдено, что $\frac{\Delta \nu'}{\Delta x} \approx 40 \frac{\text{мин}}{\text{мм}}$, а ошибка Δx в $0,01$ мм давала ошибку $\Delta E = 0,055$ Мэв.

4. Остаточная дисперсия

Как показывают расчеты, в оптимальном случае остаточная дисперсия апохроматического дублета может быть сведена до $0,02$ Мэв.

Однако в связи с тем, что призма дублета была изготовлена из стекла F5 с показателем преломления, меньшим на $\Delta n_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ расчетного, область энергий протонов, где остаточная дисперсия минимальна, оказалась в районе 630 Мэв (см. рис. 3).

В связи с этим были произведены расчеты по определению эффективного участка длин волн спектра излучения Вавилова-Черенкова, регистрируемого данным сортом фотопластинок. Для этого вычислялась функция

$$\Phi(\lambda) = W(\lambda) K(\lambda) R(\lambda) \epsilon(\lambda) , \quad (18)$$

где $W(\lambda)$ – зависимость энергии излучения Вавилова-Черенкова от длины волны λ , $K(\lambda)$ – относительная спектральная чувствительность фотопластинок, $R(\lambda)$ и $\epsilon(\lambda)$ – коэффициент, учитывающие потери излучения в оптической системе на отражение и поглощение соответственно.

Зависимость $\Phi(\lambda)$ приведена на рис. 8. Эффективным диапазоном длин волн был принят участок $\Delta\lambda = \pm 95$ нм от $\lambda_1 = 350$ нм до $\lambda_2 = 540$ нм (уровень $\Phi_1(\lambda) = 0,1 \Phi_{\max}$). Такому $\Delta\lambda$ соответствовала ошибка $\Delta E = \pm 0,19$ Мэв. Из рис. 8 также видно, что Φ_{\max} соответствует $\lambda_{\max} \approx 430$ нм.

Все вышеперечисленные ошибки просуммированы в табл. 3.

Поскольку в данном методе средняя энергия протонов в пучке измерялась сразу двумя независимыми оптическими системами (двумя фотоаппаратами), то ошибка измерения средней энергии в целом в $\sqrt{2}$ меньше ошибки измерения энергии с одним фотоаппаратом и составляет $0,31 / \sqrt{2} = 0,22$ Мэв.

VI. Разрешающая способность метода

Экспериментальная разрешающая способность ахроматического метода определялась путем исправления фотометрической кривой на зависимость плотности почернения фотопластинок от экспозиции и на потери излучения во всей оптической системе за счёт отражения.

Полная ширина на половине высоты исправленной кривой составила $\Delta E_{\text{ПШПВ}} = 9,0$ Мэв. Эта ширина обусловлена факторами, перечисленными в табл. 4.

Таким образом, расчётная величина $\Delta E_{\text{ПШПВ}}^{\text{Р}}$ находится в удовлетворительном согласии с экспериментальной величиной.

Таблица 3

Группа ошибок	Источник ошибок	Величина ошибки	Ошибка в энергии, МэВ
I	Радиатор, Δn_1	$3 \cdot 10^{-5}$	0,081
	1-я призма, Δn_3	$3 \cdot 10^{-5}$	0,015
	2-я призма, Δn_4	$3 \cdot 10^{-5}$	0,055
II	Преломляющий угол призмы, ΔV_2	10'	0,030
	$\Delta(V_2 - V_3)$	5 "	0,046
	Разворот грани "а" дублета относит. радиатора, ΔV_1	30 "	0,142
	$\Delta \alpha$	3 "	0,007
Сумма ошибок по группам I и II			0,182
III	$\Delta \bar{x}_{max}$	0,03 мм	0,165
IV	Остаточная дисперсия		0,190
Среднеквадратичная ошибка измерений по одному фотоаппарату			0,310

Таблица 4

фактор уширения	Вклад в ширину ΔE , МэВ	$(\Delta E)^2$ (МэВ) ²
Немонохроматичность первичного пучка протонов /8/	7,0	49,0
Угловая расходимость протонов в пучке	4,0	16,0
Многократное рассеяние протонов в радиаторе	2,8	7,84
Замедление протонов в радиаторе	0,8	0,64
Дифракция излучения на выходе из радиат.	0,4	0,16
$\Sigma(\Delta E)^2$		73,64
Расчетна ширина кривой ΔE^P		8,6 МэВ

По сравнению с монохроматическим методом ^{/1/} разрешающая способность апохроматического метода в 1,8 раза лучше. Это объясняется тем, что многократное рассеяние протонов в радиаторе из LiF (толщиной 1,5 мм) существенно меньше, чем в радиаторе, использованном в ^{/1/}.

В заключение следует отметить, что апохроматический метод измерения средней энергии протонов позволил сократить продолжительность экспозиции на пучке по сравнению с монохроматическим методом ^{/1/} в 30–50 раз. К недостаткам апохроматического метода следует отнести бóльшую по сравнению с монохроматическим методом ^{/1/} сложность оптической системы, а также и то, что апохроматический дублет эффективно компенсирует дисперсию радиатора в небольшом диапазоне скоростей частиц.

Авторы благодарят Р. Яника, В. Сошникова и Ю. Ефимова за помощь в изготовлении прибора, Л.П. Писареву за измерение фотометрических характеристик фотопластинок, Т.И. Козлову за четкое проведение трудоемких измерений на микрофотометре, П. Луптака за помощь при определении параметров оптической системы, Г. Луптакову за помощь в расчётах, А.М. Фожину за выполнение графических работ и сотрудников национального предприятия "Диоптра" в г. Турнов (ЧССР) за изготовление использованных оптических изделий.

Л и т е р а т у р а

1. В.П. Зрелов, М.А. Мусин, П. Павлович, П. Шулек, Р. Яник. Преприят ОИЯИ, P13-5636, Дубна, 1971.
2. R.L. Mather. Phys.Rev., 84, 181 (1951).
3. И.Е. Тамм, И.М. Франк. ДАН СССР, 14, 107 (1937).
4. В.П. Зрелов, П. Павлович, П. Шулек. Преприят ОИЯИ, P13-3488, Дубна, 1967.

5. High Energy and Nuclear Physics Data Handbook, Nation. Inst. for Res.Nucl.Sc., Chilton, 1963.
6. Studies in Penetration of Charged Particles in Matter. Nucl. Sc.Series, Report N39, Committee on Nuclear Science. Washington, 1964.
7. Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина, С.В. Медведь, П. Павлович, П. Шулек. Препринт ОИЯИ, Р1-3190, Дубна, 1967.
8. И.М. Василевский, Ю.Д. Прокошкин. Препринт ОИЯИ, Р-261, Дубна, 1958.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 февраля 1971 года.

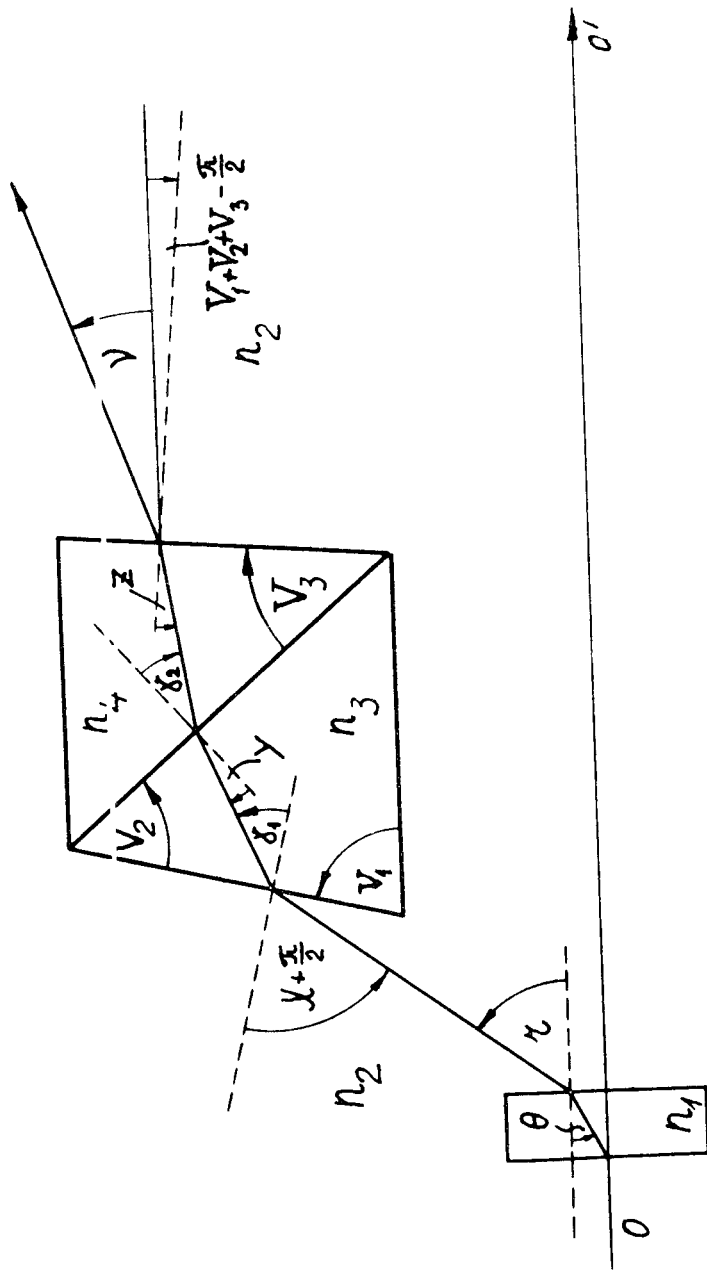


Рис. 1. Ход лучей через апохроматическую систему.

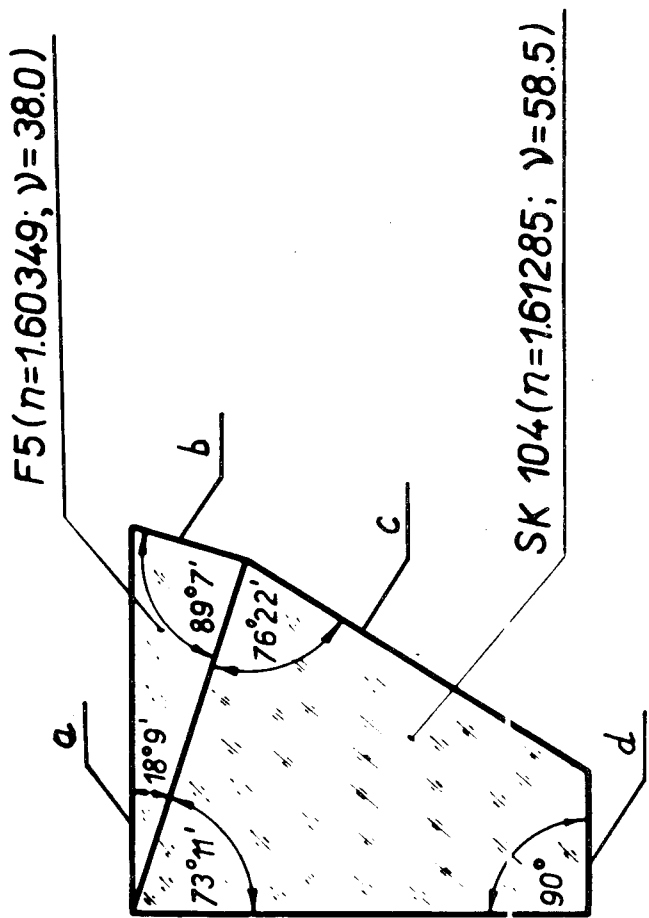


Рис. 2. Апохроматический дублет для протонов 652 Мэв.

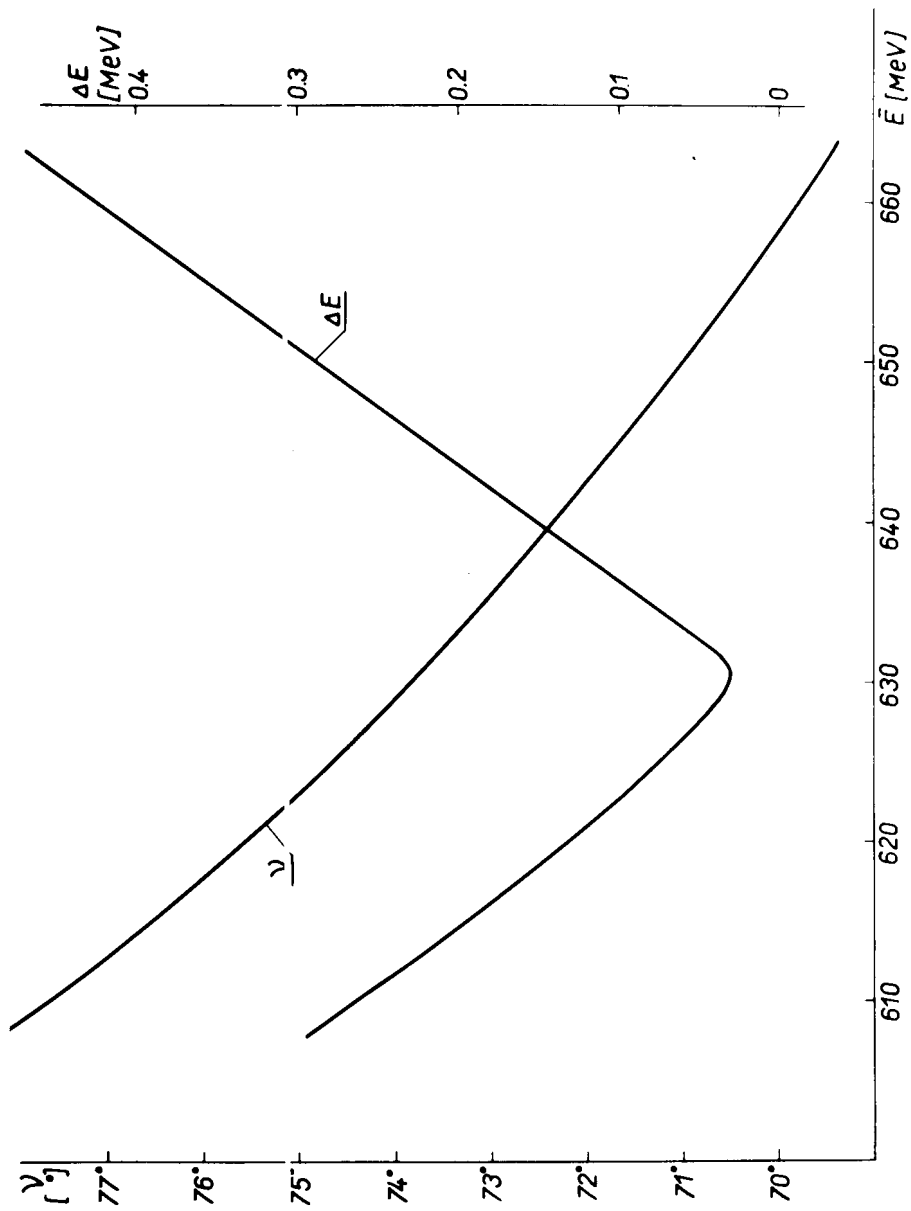


Рис. 3. Зависимость ν и остаточной дисперсии ΔE от энергии протонов.

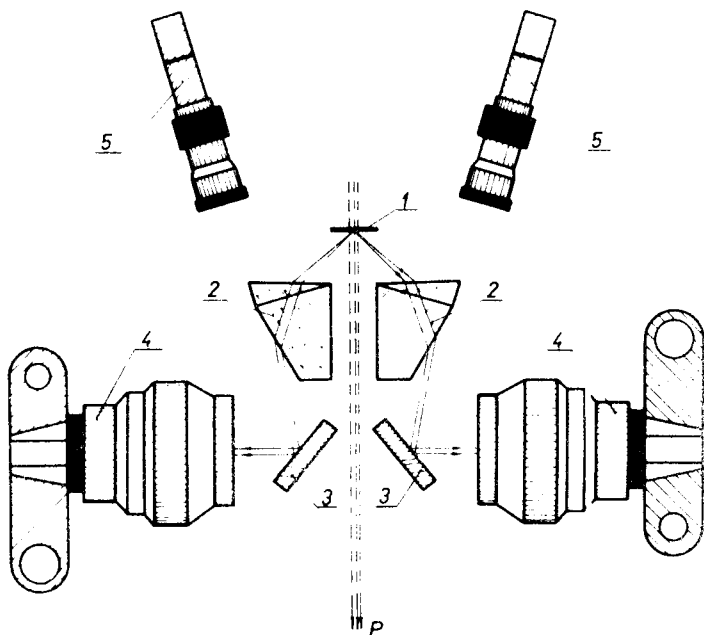


Рис. 4. Схема прибора: 1 - радиатор (LiF) ; 2 - ахроматический дублет призм; 3 - плоские алюминированные зеркала; 4 - объективы "Гелиос-40" с фотоаппаратами "Зенит-3М"; 5 - проекторы для нанесения реперных меток.

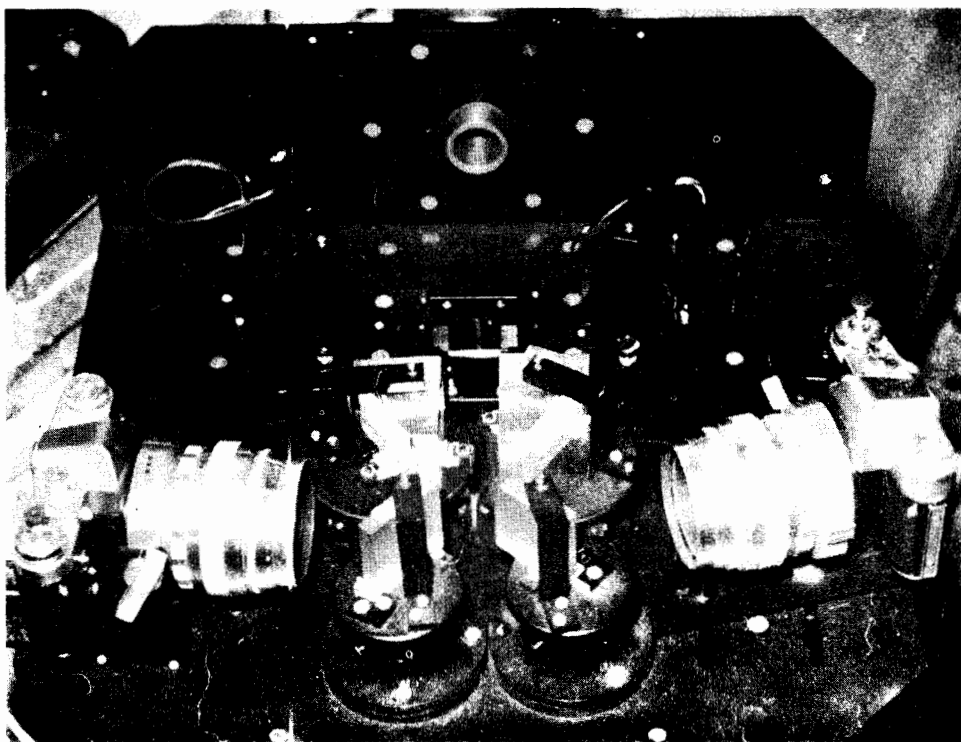


Рис. 5. Общий вид прибора.



Рис. 6. Позитивное изображение излучения Вавилова-Черенкова и реперных меток.

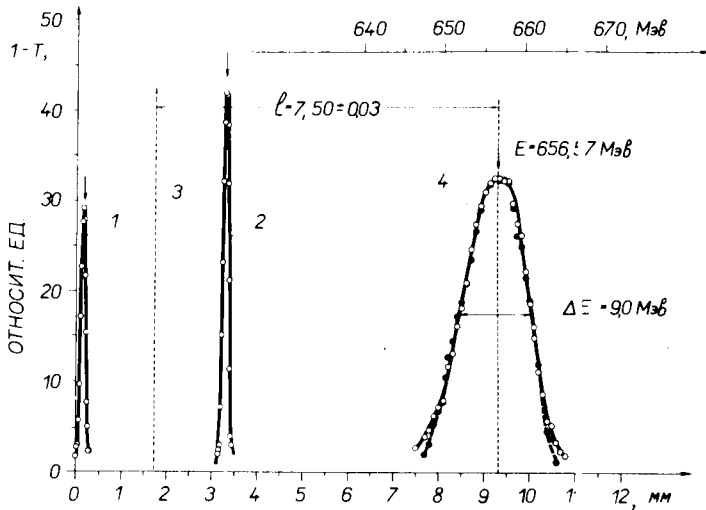


Рис. 7. Типичная фотометрическая кривая, 1,2 – реперные риски; 3 – положение вспомогательной грани \mathbf{b} дублета; 4 – след излучения Вавилова-Черенкова; \circ – точки, измеренные на микрофотометре, \bullet – точки, исправленные с учётом чувствительности фотопластинок (кривая распределения протонов по энергии).

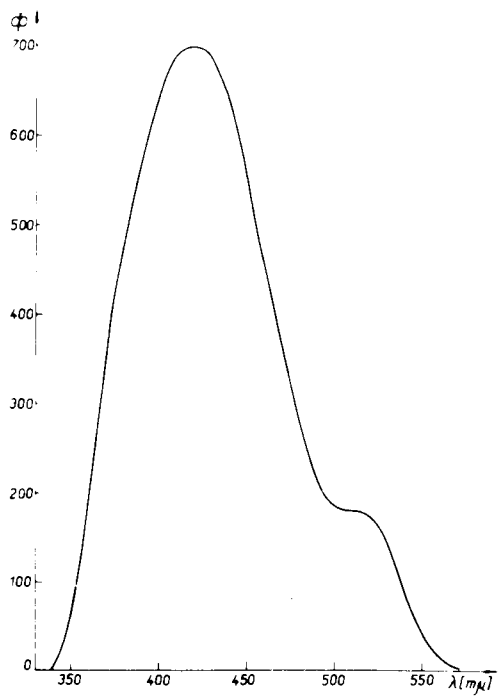


Рис. 8. Функция $\Phi(\lambda)$.