

344.13

B - 613

+

Объединенный институт ядерных исследований
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Б II - 1672

Вовченко В.Г., Кузнецов А.С., Святковский В.В.

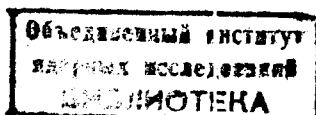
ДИФФЕРЕНЦИРУЮЩИЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ СЧЕТЧИК .

(отчет о конструкции и испытаниях) .

639 с.р.

B-613

Вовченко
Кузнецов



г. Дубна, 1962 года.

I. В в е д е н и е .

Среди методов разделения частиц по энергетическим характеристикам (энергия, импульс, скорость) важное место занимает эффект Черенкова-Вавилова. Черенковское излучение возникает в прозрачной среде при прохождении заряженной частицы, скорость которой β ^{*)} выше скорости света в этой среде. Черенковское излучение направлено под определенным углом к направлению скорости частицы. Значение угла определяется скоростью частицы и показателем преломления среды

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

Излучение возникает в среде только при условии, что скорость частицы выше порогового значения:

$$\beta_T = \frac{1}{n} \quad (2a)$$

что соответствует полной энергии

$$E_T = \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \right) m_0 c^2. \quad (2b)$$

Число фотонов на единицу пути частицы, которое излучает среда в интервале длин волн от λ_1 до λ_2 , дается выражением:

$$\frac{dN_{ph}}{d\ell} = 2\pi\alpha Z^2 \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right] \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right),$$

где Z - заряд частицы, α - постоянная тонкой структуры.

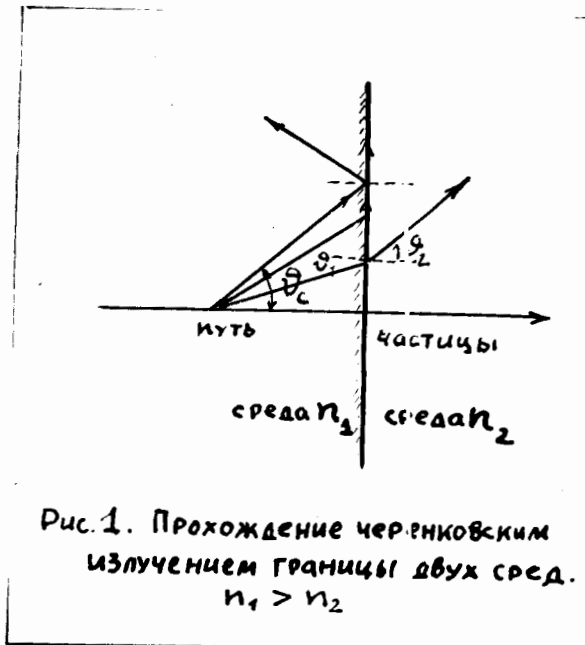
Фотоумножители с сурьмяно-цезиевыми фотокатодом регистрируют излучение в интервале от $\lambda_1 \approx 3600 \text{ \AA}$ до $\lambda_2 \approx 6000 \text{ \AA}$. Поэтому число фотонов, которое излучает среда при прохождении однозарядной

^{*)} Скорость частиц выражена в единицах $c = 1$.

частицы и которое может быть зарегистрировано фотоумножителем, определяется следующим выражением:

$$\frac{dN_{ph}}{dL} = \frac{2\pi}{137} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right] \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \approx 505 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right). \quad (3)$$

На границе двух сред с различными показателями преломления угол черенковского излучения определяется законами преломления и отражения света. В случае, показанном на рис. 1 углы излучения



в двух различных средах связаны условием: $\frac{\sin \vartheta_{c1}}{\sin \vartheta_{c2}} = \frac{n_2}{n_1}$

Если $n_1 > n_2$, возможно полное внутреннее отражение выходящего из среды n_1 света. Рассмотрим наиболее часто встречающийся переход: радиатор-воздух. Показатель преломления радиатора $n_1 = n$, воздуха $n_2 = 1$. Черенковское излучение испытывает полное внутреннее отражение, когда

$$\sin \vartheta_r \geq \frac{1}{n}, \quad (4)$$

что соответствует скорости частицы

$$\beta \geq \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} = \beta_r. \quad (5)$$

Отсюда видно, что только для сред с показателем преломления $n \geq 2$ возможно полное внутреннее отражение черенковского излучения от граней радматора. Если частицы проходят перпендикулярно граням, то излучение вызываемое ими в радматоре может либо выйти, либо остаться в радматоре, что полностью зависит от скорости налетающих частиц. Регистрируя излучение, вышедшее из радматора, мы будем считать только те частицы выше порога, у которых $\beta < \beta_r = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$. Если регистрировать излучение, оставшееся в радматоре, мы будем считать частицы с $\beta \geq \beta_r = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$. Таким образом, эффект полного внутреннего отражения позволяет дифференцировать частицы по скоростям.

В реальном случае разрешающая способность детектора в области $\beta = \beta_r$ будет определяться следующими факторами:

- 1) непараллельность пучка проходящих частиц;
- 2) многократное рассеяние частиц в радматоре;
- 3) дисперсия радматора: $n = n(\lambda)$;
- 4) немонохроматичность пучка частиц;
- 5) ионизационные потери энергии при прохождении частиц через радматор.

Это приведет к тому, что разброс $\delta\beta$ будет отличен от нуля и зависит от материала и толщины радматора, геометрических условий работы, от монохроматичности и параллельности пучка регистрируемых частиц. Для скорости $\beta = \beta_r = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$ можно найти простые соотношения между $\delta\beta$, с одной стороны, и всеми другими факторами, как-то: угловая расходимость, потеря энергии, немонохроматичность пучка, дисперсия радматора:

$$\delta\beta_1 = \frac{\delta n}{n^2 - 1}, \quad (6a)$$

$$\delta\beta_2 = \frac{-5 - (n^2 - 2)^{3/2}}{n^2 - 1} \cdot \frac{\delta E}{m_0}, \quad (60)$$

$$\delta\beta_3 = - \frac{n}{(n^2 - 1)^{3/2}} \cdot \delta n. \quad (61)$$

Все соотношения для $\beta = \beta_{\nu} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$.

В настоящем отчете дается конструкция, блок-схема аппаратуры, условия и результаты испытаний дифференцирующего черенковского счетчика, в котором используется эффект полного внутреннего отражения.

Применение данного счетчика позволяет решать, в основном; две задачи.

1) Разделение по массе частиц, имеющих равные импульсы. Такая задача встречается во всех экспериментах, где используются пучки частиц, отклоненных магнитным полем. В частности, можно определить примесь μ -мезонов в пучке π -мезонов или наоборот. Радматоры с большим показателем преломления $n \approx 1,75$ можно использовать для отделения протонов от дейтронов.

2) Разделение тождественных частиц, имеющих разную энергию. Например, разделение π -мезонов, которые образуются в реакциях



2. Конструкция счетчика.

Счетчик состоит из радиатора, съемного зеркала, световода и двух фотоумножителей. На фото 1, 2, 3 показан внешний вид (1) и внутреннее (2, 3) устройство счетчика.

Радиаторами черенковского счетчика служили стекла с различными показателями преломления: Ф - 1 с $n_k = 1,643$; БК-10 с $n_k = 1,59$. Радиаторы имели прямоугольную форму, грани радиаторов полированы, размеры 60 x 60 мм и толщина: 32,4 мм для Ф-1, 25 мм для стекла БК-10.

Столик для радиатора был укреплен на трех регулируемых стойках. Конструкция столика позволяла: во-первых, устанавливать радиатор либо непосредственно на световод, либо на светопоглощающей поверхности; во-вторых, использовать радиаторы различной высоты от 30 до 70 мм.

Если регистрировался свет, испытанный полное внутреннее отражение, радиатор находился в прямом оптическом контакте со световодом; если же регистрировалось проходящее излучение, свет попадал в световод, отражаясь от зеркала, которое устанавливалось на столике за радиатором. Зеркало было изготовлено из латуни толщиной 1 мм или имело сферическую форму, что позволяло направлять в световод отраженный свет под большим углом (близко к 90°). Так как спектр черенковского излучения есть:

$$C(\lambda) \sim \frac{d\lambda}{\lambda^3},$$

а фотоумножитель имеет максимальную чувствительность в синей области ($\lambda \sim 4000 \text{ \AA}$), то поверхность зеркала должна обладать большим коэффициентом отражения именно в синей части спектра. Поэтому отражающая поверхность зеркала была хромирована и полирована, поскольку хром отражает свет в синей и фиолетовой части спектра значительно лучше, чем латунь или медь.

Свет через световод, изготовленный из плексигласа попадал на два фотоумножителя типа ФЭУ-33. Фотоумножители отбирались по спектральным характеристикам, указанным в паспорте: интегральная чувствительность катода $S \geq 40$ мкв/лм., синяя чувствительность катода $\eta \geq 9$ мкв/лм. Помимо спектральных характеристик для черенковского счетчика отбирались те фотоумножители, которые имели лучшее соотношение сигнал/шум. Использование двух фотоумножителей позволяло более эффективно собирать свет от радиатора и исключать шум отдельных фотоумножителей.

Оба фотоумножителя помещены в двухслойные магнитные экраны из железа "Армко", толщина каждого слоя 2 мм. Крепление панелей фотоумножителей допускает небольшие перемещения, чтобы получать наилучший оптический контакт между световодом и входным окном фотоумножителя.

3. Блок-схема регистрирующей аппаратуры.

Блок-схема радиотехнической аппаратуры показана на рис.2.

Черенковское излучение регистрировалось двумя фотоумножителями ФЭУ-2 и 3 (рис.2), аноды которых были соединены параллельно. Благодаря чему увеличивалась эффективность собирания света.

Для выделения импульсов черенковского излучения от шумовых и фоновых, импульсы от черенковского счетчика (ФЭУ-2 и ФЭУ-3) и сцинтилляционного счетчика (ФЭУ-1) подавались на схему двойных совпадений БСС-1 одинаковой величины, для чего импульс от черенковского счетчика усиливался четырехкаскадным усилителем (рис.3: $A_1 A_2 A_3 A_4$ - 6Э9П). Схема совпадений БСС-1 выполнена по типу мостовой диодной схемы и вместе с усилителями показана на рис.3.

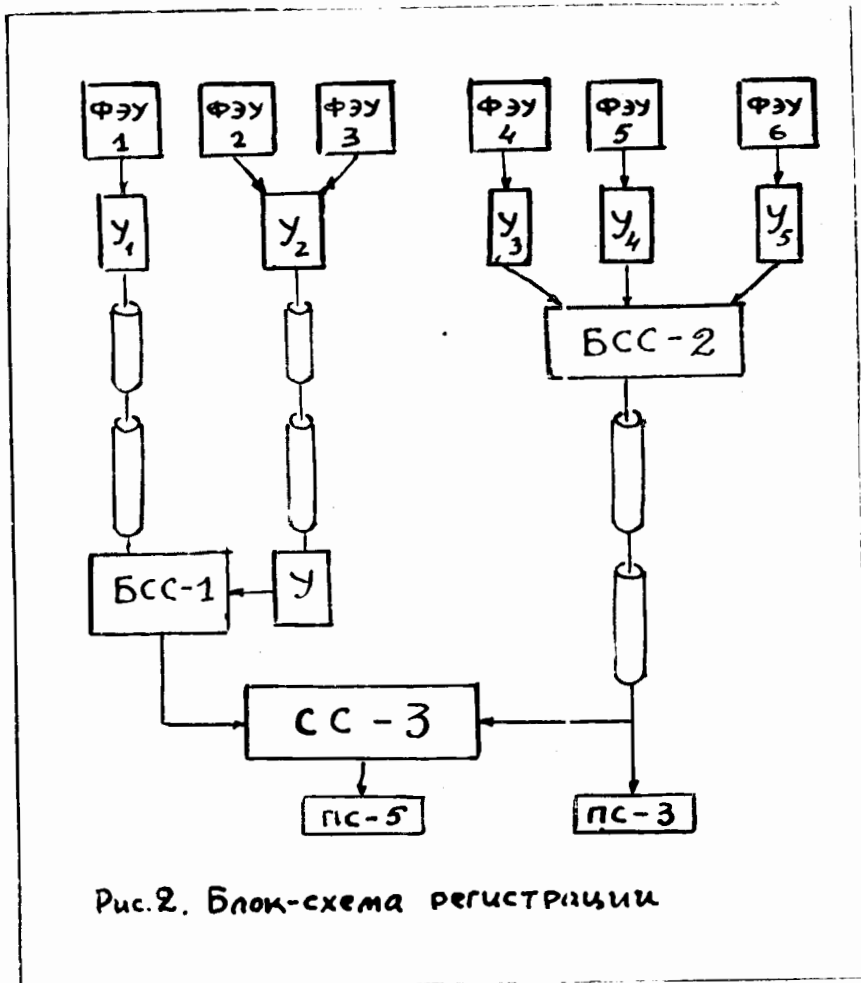


Рис. 2. Блок-схема регистрации

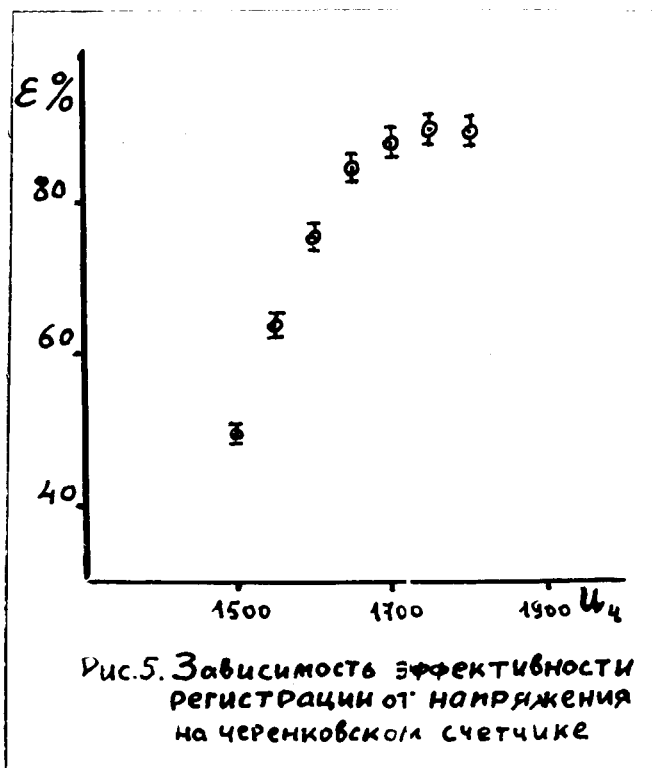
Сцинтилляционный телескоп состоял из трех сцинтилляционных счетчиков (ФЭУ-4,5,6 на рис.2), импульсы от которых подавались на схему тройных совпадений БСС-2 (рис.4). Импульс тройных совпадений приходил на итговую схему совпадений СС-3 и одновременно выводился для регистрации на пересчетное устройство ПС-3 (рис.2).

На второй вход схемы совпадений СС-3 подавался сигнал от схемы совпадений БСС-1; таким образом, результирующий импульс представлял пятикратные совпадения от сцинтилляционного счетчика, черенковского детектора и сцинтилляционного телескопа. Пересчетное устройство ПС-5 регистрировало число пятикратных совпадений. Расположение и размеры всех счетчиков (рис.7) были выбраны таким образом, чтобы все частицы, регистрируемые сцинтилляционным телескопом

должны были пройти через сцинтилляционный и черенковский счетчики.

Разрешающее время схем совпадений было следующее: БСС-1: $\tau = 0,7 \cdot 10^{-8}$ сек, БСС-2: $\tau \approx 0,8 \cdot 10^{-8}$ сек, СС-3: $\tau = 2,3 \cdot 10^{-8}$ сек. Схема совпадений СС-3 подробно описана в отчете: "магнитный спектрометр МСН-А".

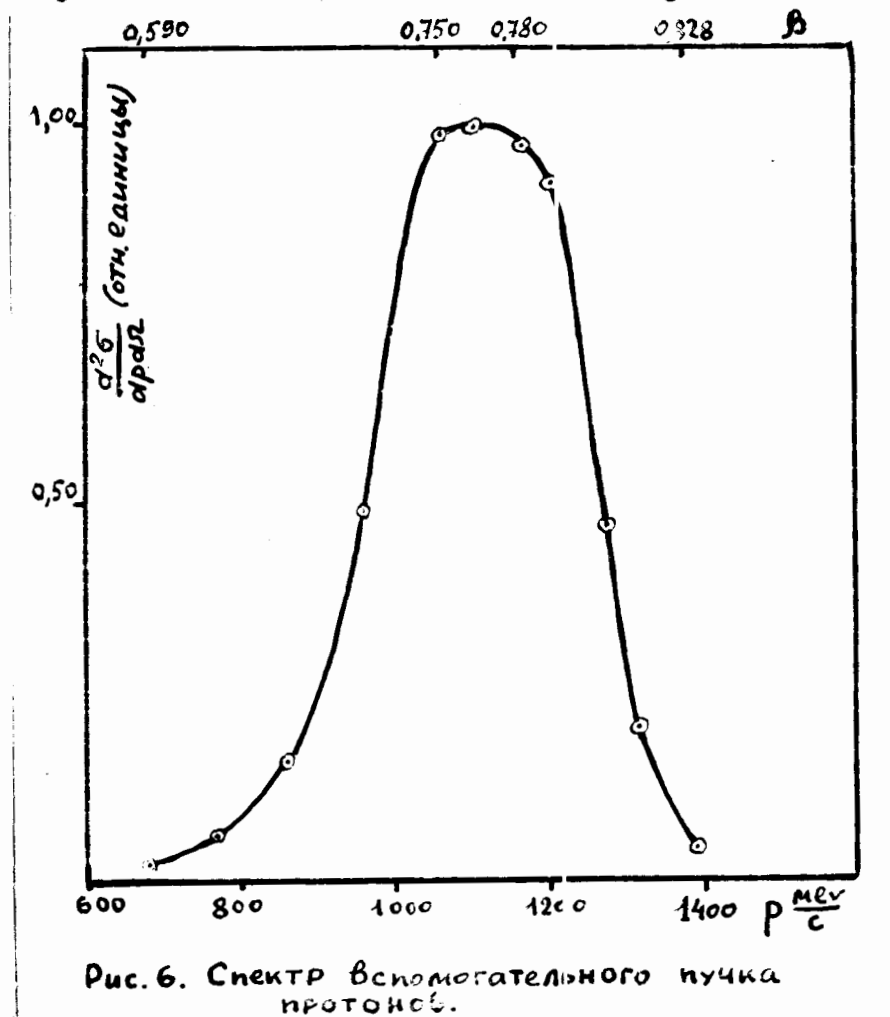
Во время настройки аппаратуры измерялась относительная эффективность черенковского счетчика: $\epsilon = \frac{N_5}{N_3}$, в зависимости от напряжения на фотоумножителях, от уровня дискриминации и временного сдвига. Здесь N_5 - число пятикратных совпадений, N_3 - число тройных совпадений.



На рис. 5 показана зависимость ϵ от напряжения на фотоумножителях черенковского счетчика.

4. Условия испытаний черенковского счетчика.

Испытания черенковского счетчика проводилось на мало интенсивном пучке протонов, который проходил по направлению основного протонного пучка во время работы синхроциклотрона в нейтронном режиме. Этот вспомогательный пучок протонов отклонялся магнитом СП-37 на угол 14° и направлялся в коллиматор № 6 защиты ускорителя. Меняя поле магнита, можно было выделять протоны различных импульсов. Значения импульсов протонов приблизительно оценивались только по напряженности магнитного поля. На рис. 6 показан примерный

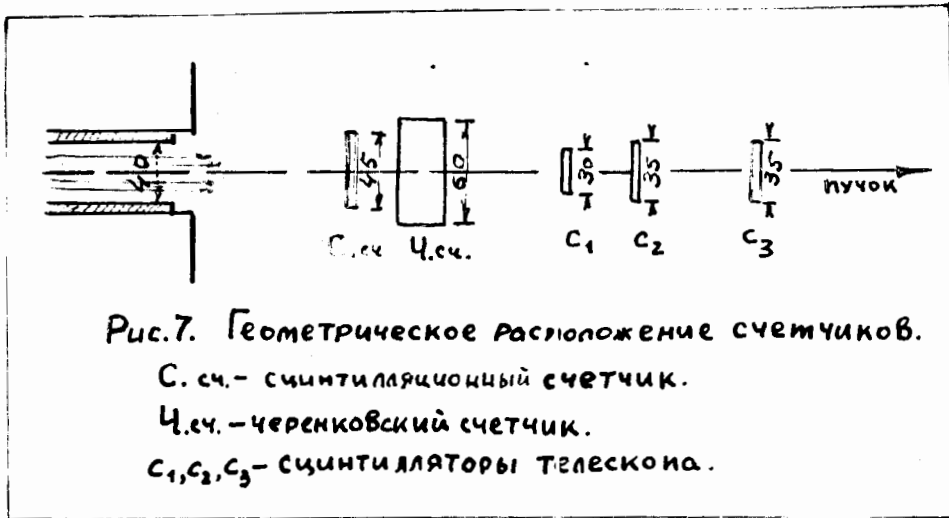


импульсный спектр протонов и диапазон изменения относительных скоростей β *). Интенсивность пучка в максимуме была не более

*) Необходимо отметить: состав вспомогательного пучка подробно не изучался, а считалось, что это есть пучок протонов. Кроме того, не измерялся импульсный разброс в точках спектра, показанного на рис. 6.

$5 + 6 \cdot 10^2$ частиц/см²сек.

Перед черенковским счетчиком пучок протонов формировался прямоугольным коллиматором 40 x 10 мм. Геометрическое расположение сцинтилляционного счетчика, черенковского счетчика и телескопа с тремя сцинтилляционными счетчиками показано на рис.7.



Расстояние между счетчиками и их размеры допускали максимальное отклонение частиц от осевого на $\delta\vartheta = 3,5^\circ$ в вертикальной и $\delta\vartheta = 10^\circ$ в горизонтальной плоскостях.

Неточность в определении β_r из-за углового расхождения можно оценить, используя выражение (6а). Максимальный разброс составлял для радматора из стекла Ф-1: $\delta\beta(\vartheta) = 0,056$, для радматора из стекла БК-10: $\delta\beta(\vartheta) = 0,04$. Из выражений (6б) и (6в) можно оценить неточность в определении β_r , которая возникает из-за потери энергии регистрируемых частиц в радматоре и из-за дисперсии. Оценки показали:

для стекла Ф-1 $\delta\beta(E) = 0,011$

$n_\lambda = 1,643$ $\delta\beta(n) = 0,022$

для стекла БК-10 $\delta\beta(E) = 0,005$

$n_\lambda = 1,595$ $\delta\beta(n) = 0,021$

Полиный разброс $2\delta\beta$ будет равен сумме:

$$2\delta\beta = 2|\delta\beta(\vartheta)| + |\delta\beta(E)| + |\delta\beta(m)|.$$

Однако, зависимость $\delta\beta(\beta)$ будет несимметричной около $\beta = \beta_r$, так как дисперсия дает вклад только для $\beta < \beta_r$. Поэтому можно ожидать, что максимальный разброс не будет превышать:

$$\delta\beta = \begin{array}{ll} +0,041 & \text{для Ф-1} \\ -0,063 & \end{array}$$

$$\delta\beta = \begin{array}{ll} +0,042 & \text{для Ж-10.} \\ -0,063 & \end{array}$$

5. Результаты испытаний черенковского счетчика.

А. Регистрация частиц, черенковское излучение которых не испытывает полного внутреннего отражения.

На фотографии 2 показано внутреннее устройство счетчика, собранного для регистрации излучения, угол которого меньше угла полного внутреннего отражения. Радиатор устанавливался на светопоглощающей поверхности столика; свет, вышедший из радиатора, отражался от зеркала и попадал через световод на два фотоумножителя (эффективность регистрации без световода падает в три раза). Если скорость частиц $\beta \geq \beta_r$, то свет остается в радиаторе, пока не поглотится на грамах. Для этого переднюю (по направлению движения частиц) и боковые грани необходимо сделать светопоглощающими, что приведет к снижению фона для $\beta \geq \beta_r$. Таким образом, вероятность регистрации:

$$P(\beta) = \begin{cases} 1 & \text{для } \beta_T < \beta < \beta_r \\ 0 & \text{для } \beta \geq \beta_r. \end{cases} \quad \gamma (A)$$

На рис. 6 показаны результаты измерения эффективности $\mathcal{E}(\beta) = \frac{N_5}{N_3}$ регистрации в зависимости от β - протонов для радиаторов из стекла М-10 и Ф-1.

Разрешение счетчика в области $\beta = \beta_r$ зависит от физических факторов, которые обсуждались выше. Кроме того, радиаторы устанавливались недостаточно точно, что приведет к дополнительной расходимости $\delta\theta \simeq \pm 1^\circ$.

Б. Регистрация частиц, черенковское излучение которых испытывает полное внутреннее отражение.

Когда регистрируются частицы с $\beta \geq \beta_r$, черенковское излучение падает на грани радиатора под углом, равным или большим угла полного внутреннего отражения и остается в радиаторе. Радиатор в этом случае помещают непосредственно на световод. Необходимо, чтобы между радиатором, световодом и фотумножителями был хороший оптический контакт.

На фотографии 3 показан черенковский счетчик для регистрации света, испытывающего полное внутреннее отражение. Вероятность зарегистрировать частицу:

$$P(\beta) = \begin{cases} 0, & \text{если } \beta < \beta_r \\ 1, & \text{если } \beta \geq \beta_r \end{cases} \quad (76)$$

В реальном случае разрешение определяется физическими факторами, рассмотренными в разделах 1 и 4, а также точностью ^{установки} радиаторов перпендикулярно к пучку.

На рис. 7 показана измеренная эффективность $\mathcal{E}(\beta) = \frac{N_5}{N_3}$ черенковского счетчика, который регистрировал свет, испытывающий

полное внутреннее отражение. $\varepsilon(\beta)$ измерена для стекол Ф-1
и СК-10.

* * *

При конструировании счетчика использовалась литература:

1. Джелли Д.: "Черешковское излучение и его применение", ИЛ, 1960.
2. Вовенко А.С., Лвоимов А.Д. и др. : ИТЭ, 5, 119, 1960.
3. Прокошкин Ф.Д., Тяпкин А.А., АЭТФ, 32, 750, 1957.

Прокошкин Ф.Д. Диссертация.

4. Booth N.E., Hereford F.L., Hutchinson G. W.: Nucl. Instr., 3, 229, 1958.

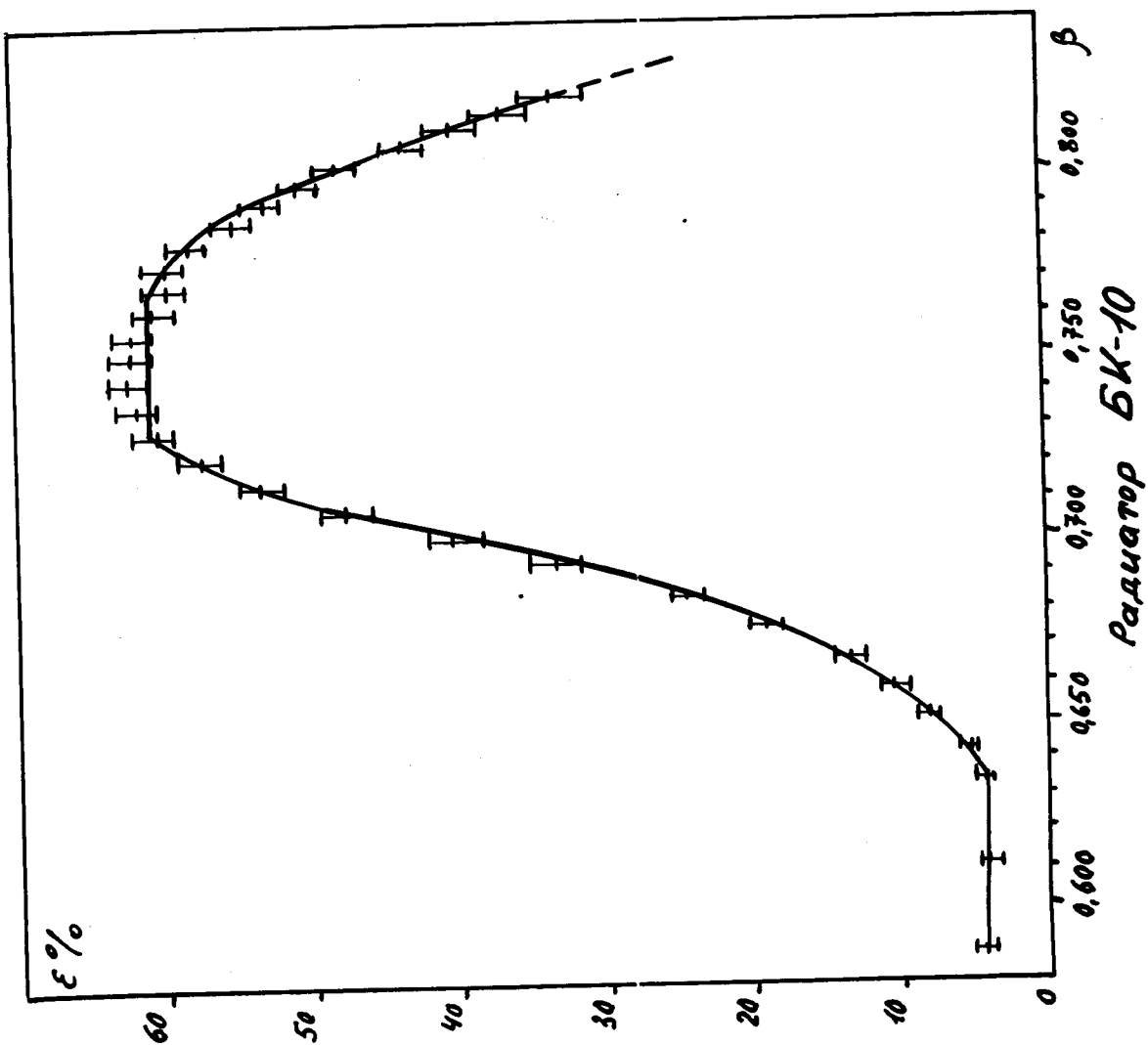
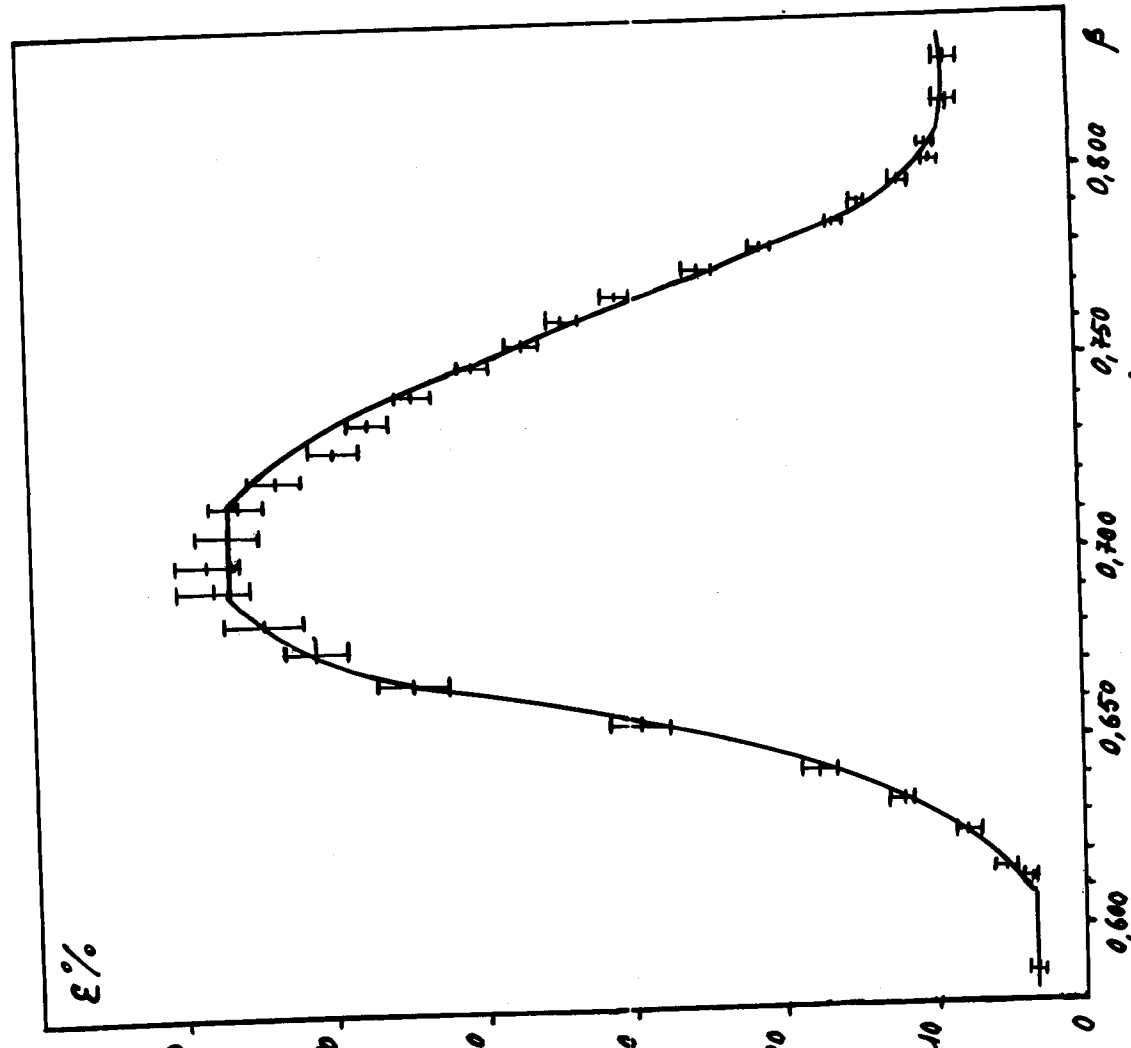


Рис. 8. Эффективность регистрации $\epsilon = \frac{M_1}{N_2}(\beta)$ проходящего излучения.
 Радиатор Ф-1
 Радиатор БК-10

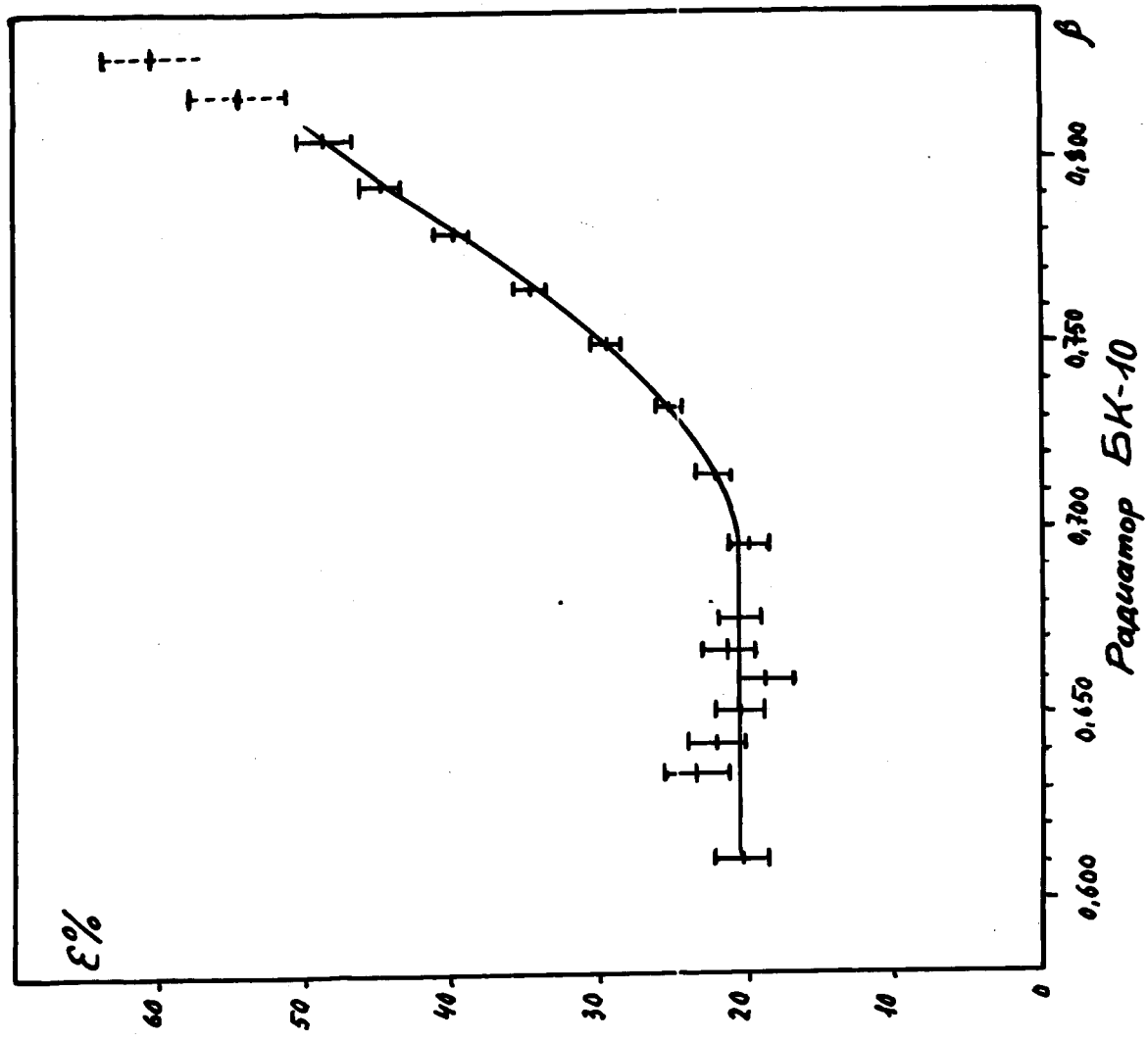
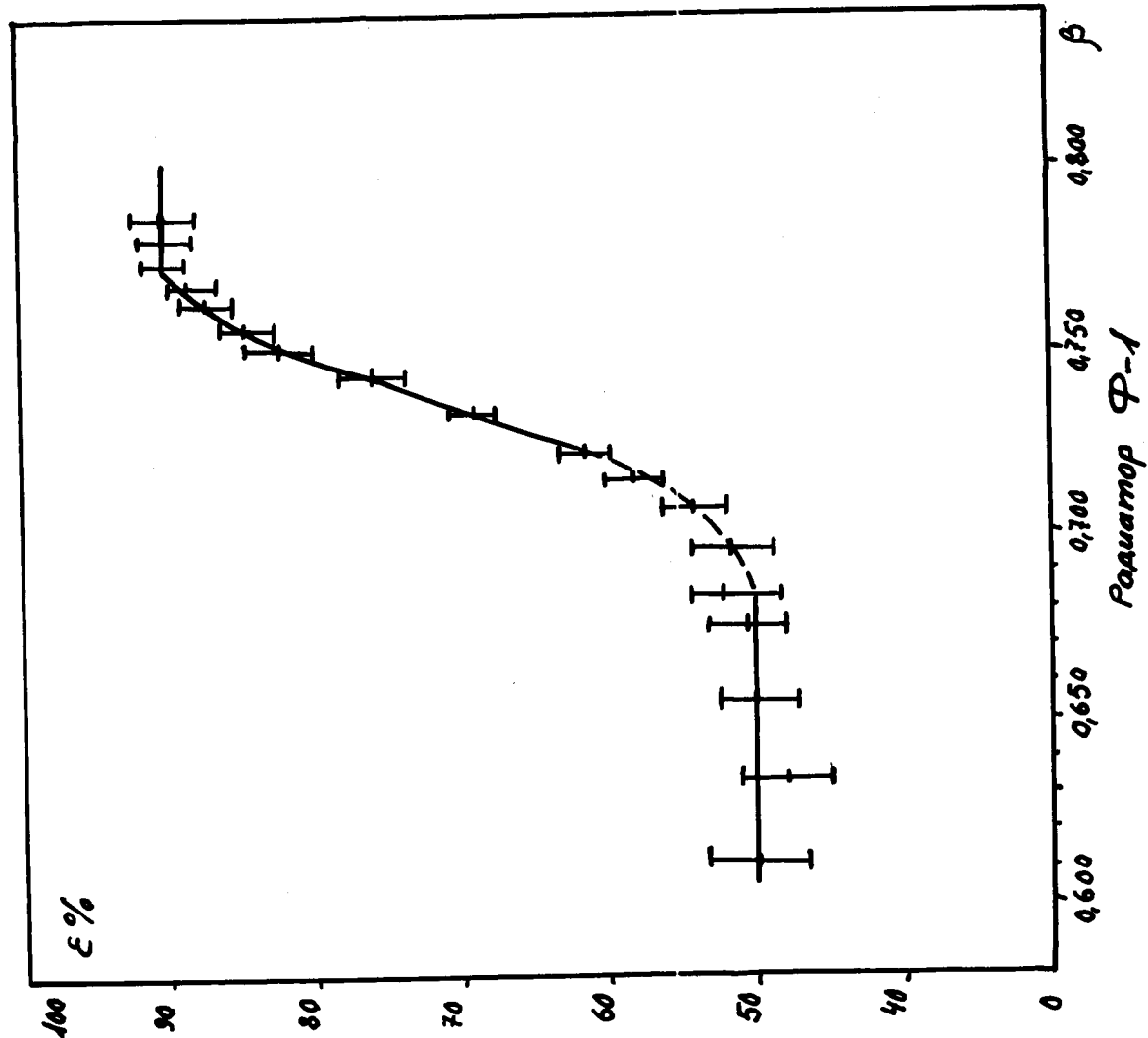


Рис.9. Эффективность $\epsilon = \frac{N_2}{N_3}(\beta)$ - регистрации отраженного излучения.

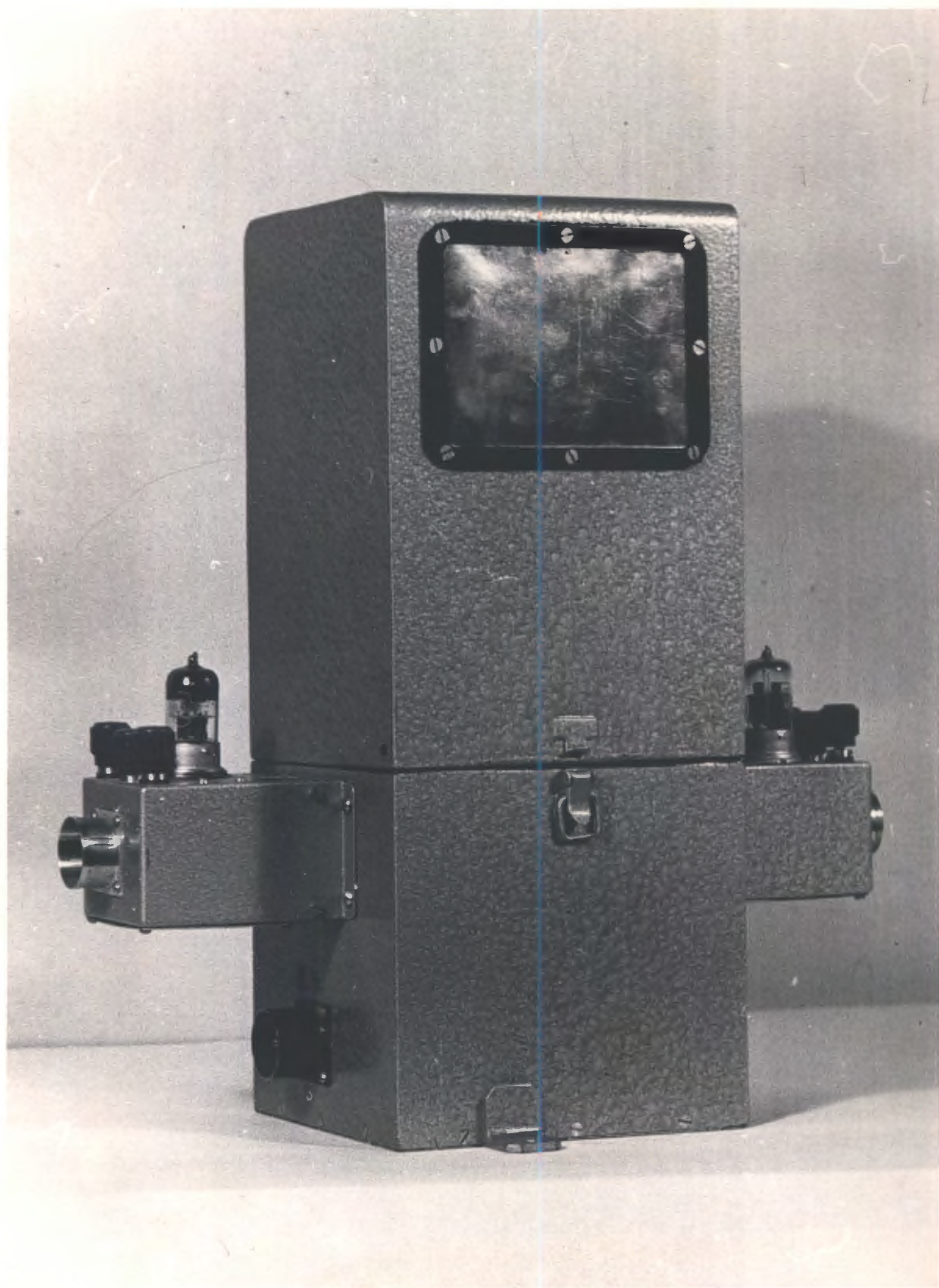


фото 1

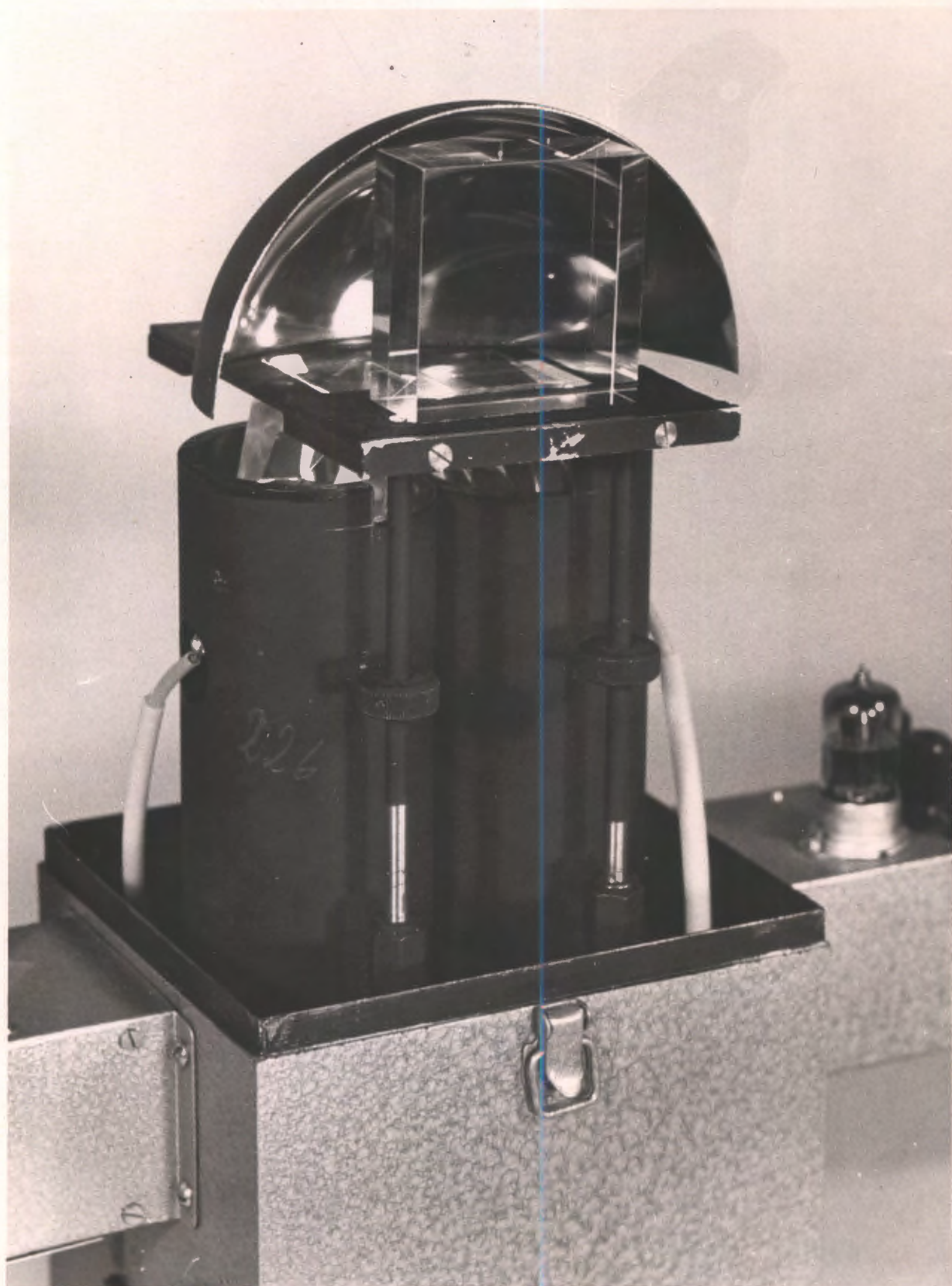


ФОТО 2.

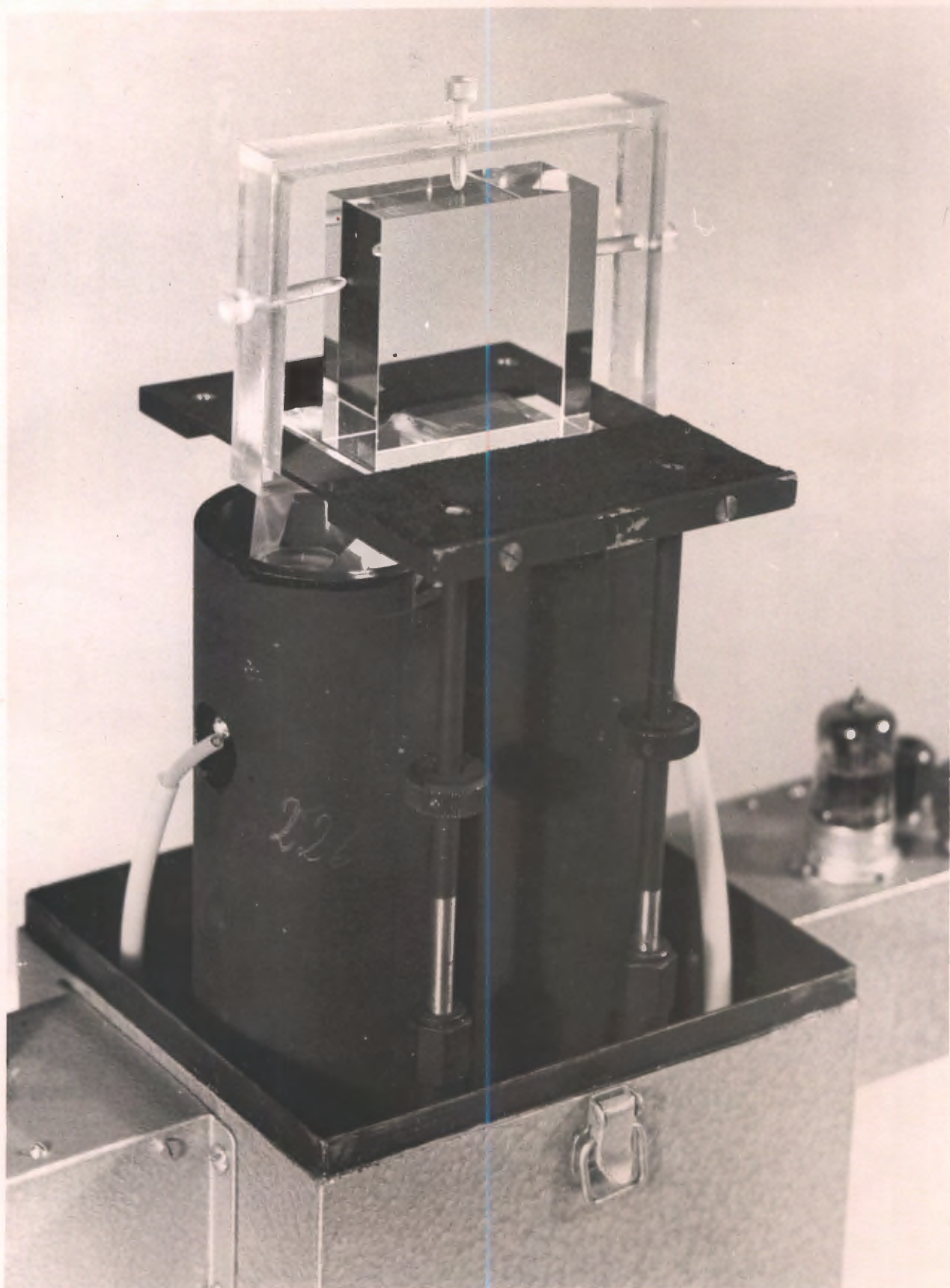


ФОТО 3.