

**СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР «ПОЛНОГО  
ПОГЛОЩЕНИЯ» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОРМОЗНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА**

$$E_{max} = 30 \text{ Мэв}$$

В. Б. КУЗНЕЦОВ

(Представлена научным семинаром НИИ ЭИ)

Для исследования прохождения тормозного излучения бетатрона через различные материалы разработан сцинтилляционный спектрометр «полного поглощения» с кристаллом размерами  $100 \times 200 \text{ мм}$  и ФЭУ—49А. Спектрометр состоит из следующих элементов (рис. 1):

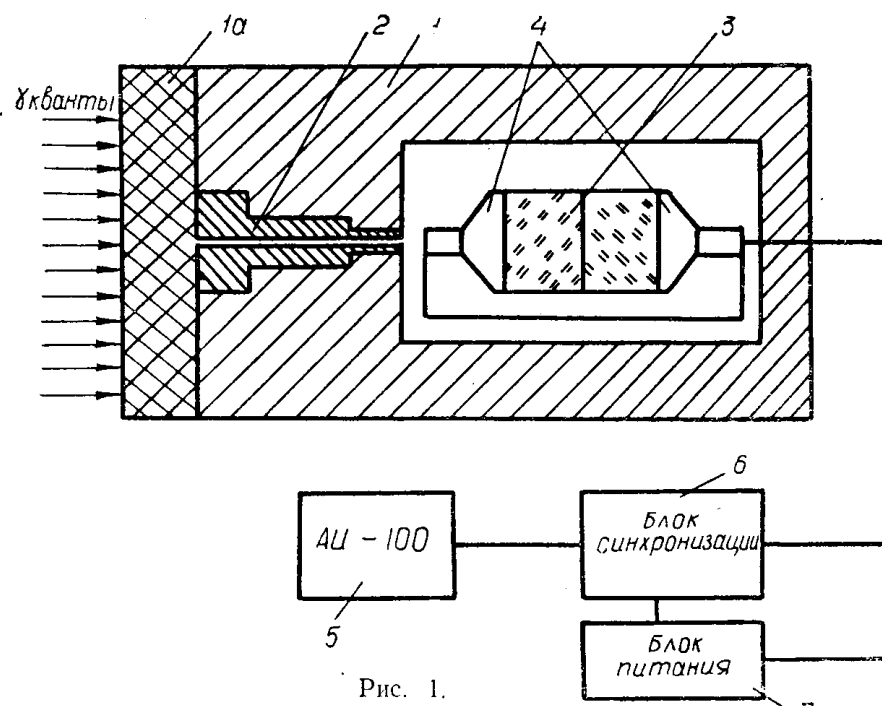


Рис. 1.

- 1 — свинцовая защита;
- 1а — борная защита;
- 2 — коллимационное устройство;
- 3 — кристалл;
- 4 — фотоумножители;
- 5 — стоканальный анализатор импульсов;
- 6 — блок синхронизации;
- 7 — блок питания.

Свинцовая защита состоит из 30 колец диаметром 500 мм с отверстиями для кристалла и ФЭУ диаметром 30 см. Лобовая защита спектрометра равна 30 см, боковая 10 см. Свинцовые кольца собираются вместе на направляющих и образуют единый защитный блок, общий вес которого около 3 тонн.

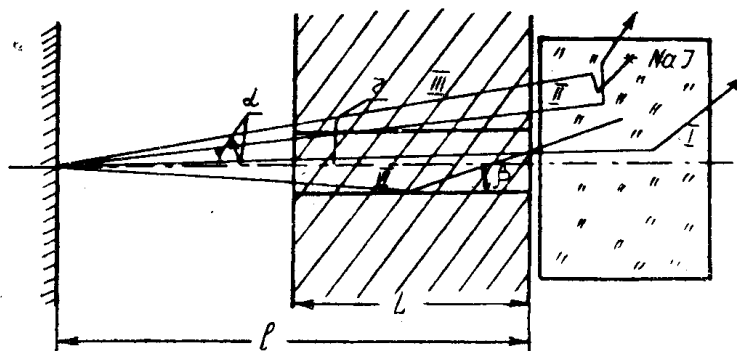


Рис. 2.

Для выбора оптимальной геометрии регистрации  $\gamma$ -квантов был произведен анализ прохождения излучения через лобовую защиту и коллимационное отверстие (рис. 2). В данном случае необходимо учитывать следующие факторы (1):

- $G_1$  — чисто геометрический фактор ослабления (определяется действительным телесным углом, стягиваемым коллиматором);
- $G_2$  — фактор, учитывающий прохождение квантов через кромку коллиматора переменной толщины;
- $G_3$  — фактор, учитывающий прохождение через лобовую защиту;
- $G_4$  — фактор, учитывающий часть квантов, которые рассеялись в канале коллиматора и попали на сцинтилляционный кристалл.

На рис. 2 показаны траектории  $\gamma$ -квантов, иллюстрирующие вышеуказанные факторы,

$$G_1 = \frac{\pi r^2}{l^2}. \quad (1)$$

Для определения  $G_2$  и  $G_4$  необходимо найти телесный угол, в котором заключены кванты, распространяющиеся в направлении кромки коллиматора,

$$G_2^* = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{\arctg \frac{r}{L}}^{\arctg \frac{r}{l-L}} \sin \alpha \cdot d\varphi \cdot d\alpha. \quad (2)$$

Проходя через кромку коллиматора, кванты ослабляются в соответствии с длиной пути, пройденного им в свинце. Этот путь равен

$$L_1 = \frac{l}{\cos \alpha} - \frac{r}{\sin \alpha}, \quad (3)$$

тогда

$$G_2 = \frac{1}{2} \int_{\arctg \frac{r}{L}}^{\arctg \frac{r}{l-L}} \exp[-\mu_{pb}(E) \left( \frac{l}{\cos \alpha} - \frac{r}{\sin \alpha} \right)] \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha. \quad (4)$$

Этот интервал подсчитан по правилу Симпсона разбиением на 10 интервалов для энергий квантов от 1 до 30 Мэв. На рис. 3 представлены результаты расчетов различных  $l$  и  $r$ . Как видно из рисунков, максимальное значение  $G_2$  при энергии падающих квантов  $E = 3 \text{ Мэв}$ .

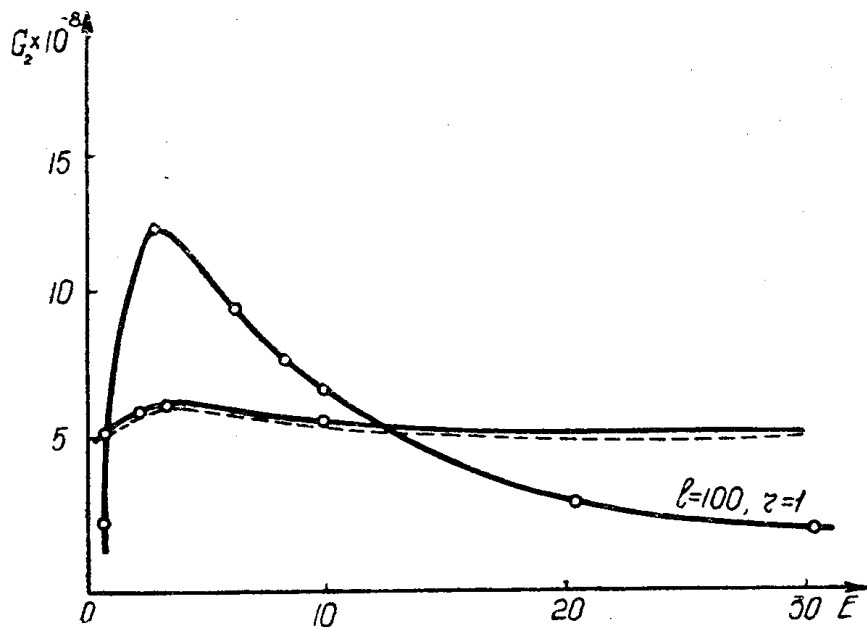


Рис. 3.

Величина  $G_4$  определяется из выражения

$$G_4 = \frac{1}{4} \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{об}} \cdot \nu \cdot G_2^* \quad (5)$$

$\mu_k$  — сечение комптон-эффекта для квантов данной энергии;  
 $\mu_{об}$  — полное сечение поглощения в свинце;  
 $\nu$  — отношение площади под кривой дифференциального сечения комптоновского рассеяния на угол к полному сечению комптоновского рассеяния для данной энергии.

Для низких энергий, где это отношение существенно отлочно от 1, средний угол  $\bar{\beta}$ , на который должны рассеяться кванты, чтобы попасть на кристалл, определяется из следующего выражения:

$$\bar{\beta} = \frac{\int_0^L \arctg \frac{p}{x} \cdot dx - \int_0^L l^{-(L-x)} \arctg \frac{r}{x} \cdot dx}{\int_0^L (1 - l^{-\mu_{pb}(L-x)}) \cdot dx} \quad (6)$$

Для энергий квантов  $E \geq 5 \text{ Мэв}$  можно считать практически равным 1. Зависимость  $G_4$  от  $E_1$  представлена рис. 4.

Определение  $G_3$  можно существенно упростить, полагая, что все кванты, проходящие через лобовую защиту, проходят в свинце одинаковое расстояние  $L$

$$G_3 = \frac{S_{кр}}{l^2} \cdot l^{-\mu_{pb}L} \quad (7)$$

где  $S_{кр}$  — площадь передней грани кристалла. Зависимость  $G_3$  от  $E_\gamma$  представлена на рис. 5.

Факторы  $G_2$ ,  $G_3$  и  $G_4$  приводят как бы к увеличению телесного угла, стягиваемого коллиматором. Отношение

$$\frac{G_2 + G_3 + G_4}{G_1} = f(E_\gamma) \quad (8)$$

показано на рис. 6.

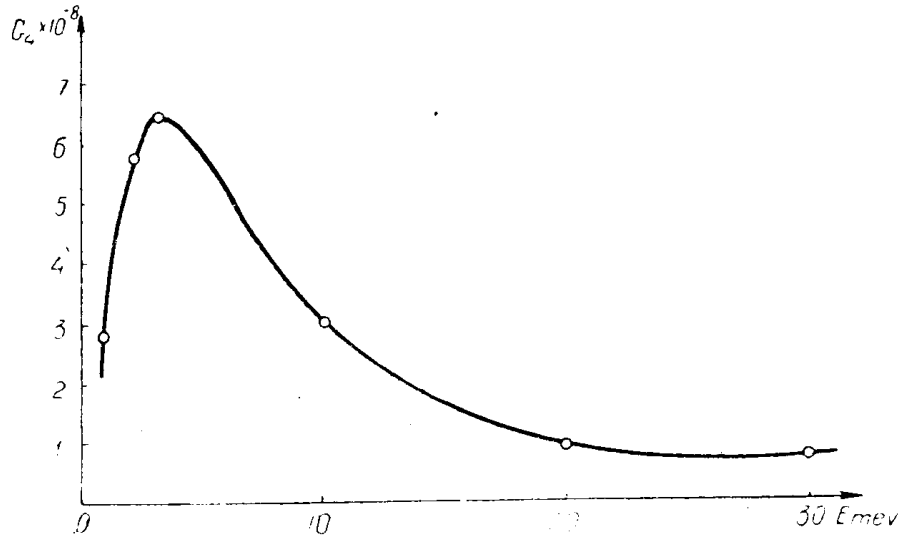


Рис. 4.

Таким образом, для выбранной геометрии и параметров коллиматора ( $l=200 \text{ см}$ ;  $L=30 \text{ см}$ ;  $r=0,5 \text{ см}$ ) эффектами прохождения квантов через лобовую защиту и кромку коллиматора можно пренебречь.

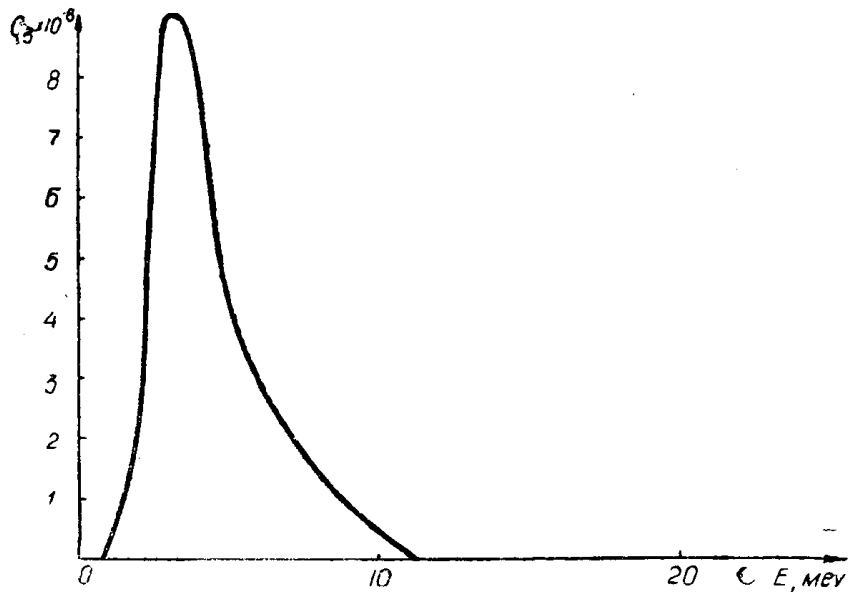


Рис. 5.

Для устранения влияния фона нейтронов перед свинцовой защитой помещается борный поглотитель. Как уже указывалось, в качестве детектора используется кристалл NaI (Tl), сочлененный с фотоумножи-

телями жалюзного типа ФЭУ-49А. Импульсы с фотоумножителя через катодный повторитель и предусилитель подаются на стоканальный анализатор импульсов АИ-100. Вход анализатора блокируется импульсом с блока синхронизации, который состоит из пластического спинтиллятора, временного фотоумножителя ФЭУ-33 и формирователя импульсов. Передний фронт синхронизирующего импульса составляет

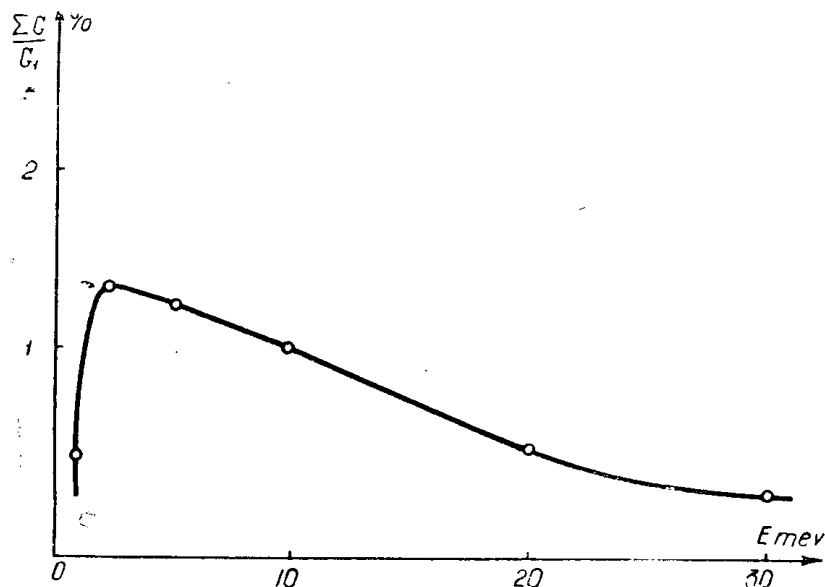


Рис. 6.

несколько десятков  $Hсек$ , что позволяет применить линию задержки и фиксировать кванты в любой части импульса излучения бетатрона, длительность которого равна 3—5  $мсек$ . Применение синхронизации позволяет снизить фон спектрометра до пренебрежимо малой величины.

Особенность спектрометрии тормозного излучения бетатрона заключается в том, что в течение нескольких  $\muсек$  при номинальной интенсивности через сечение коллиматора может проходить  $10^3$ — $10^5$   $\gamma$ -квантов. Во избежание наложения квантов во времени спектрометр должен иметь высокое временное разрешение, либо за импульс излучения должно фиксироваться не более одного кванта. Нами выбран режим, при котором фиксируется 2—5  $кв/сек$ , что соответствует интенсивности 0,1—0,2  $\mu r/мин$  на метре. Это соответствует вероятности совпадения двух квантов во времени, 0,5—1%. В результате этого на снятие одного спектра для набора удовлетворительной статистики требуется время 4—5 часов.

Следует отметить универсальность данного типа спектрометра, что объясняется его высокой эффективностью регистрации, близкой к 100%. Это позволяет изучать энергетические и угловые распределения тормозного излучения бетатрона, генерируемого различными мишенями. Кроме того, широкие пределы регулирования интенсивности излучения при  $E_{max} = const$  позволяют изучать прохождение тормозного излучения как через тонкие, так и через толстые поглотители.