

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПУЧКА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИНХРОТРОНА  
ДЛЯ СОЗДАНИЯ СИСТЕМЫ МЕЧЕНИЯ ФОТОНОВ ПО ЭНЕРГИИ

Б. Б. Говорков, В. А. Хабло

УДК 539.12

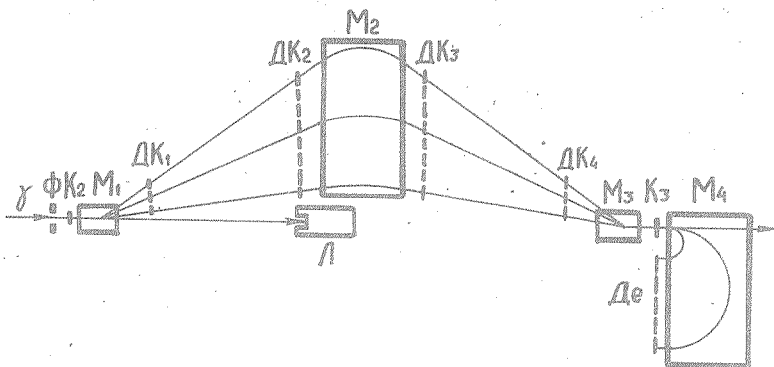
В работе предлагается новый метод получения пучка меченых фотонов, использующий пучок тормозного излучения синхротрона.

1. Метод

Широко распространенный метод получения интенсивного пучка меченых фотонов на электронных ускорителях состоит в использовании выведенного электронного пучка. Однако в некоторых случаях, из-за конструктивных особенностей синхротрона, вывод электронов затруднен. В данной работе для получения меченых фотонов предлагается метод, состоящий в преобразовании пучка тормозного излучения из синхротрона в пучок электронов, с широким спектром энергий, измерении энергии каждого из электронов пучка и затем, применении обычной системы мечения фотонов по энергии /1,2,3/.

Схема, поясняющая метод, приведена на рис. 1. Пучок гамма-квантов из ускорителя образует в конверторе  $K_2$  электрон-позитронные пары, так что за конвертором в пучке содержатся электроны, позитроны и фотоны. Магниты  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  выделяют из пучка определенный сорт заряженных частиц ( $e^-$  или  $e^+$ ) в заданном интервале импульсов, который может быть выбран достаточно широким, например, от  $0,1E_0$  до  $E_0$ , где  $E_0$  — энергия электронов в ускорителе. Координатные детекторы  $DK_1$ — $DK_4$  и магнит  $M_2$  составляют магнитный спектрометр, в котором измеряется энергия  $E_e$  каждого электрона (позитрона) пучка с широким спектром энер-

т.и.и. Для того, чтобы на выходе из  $M_3$  электроны (позитроны) вновь сформировались в пучок, для магнитов необходимо выполнение условия:  $|B_2 dl_2 = 2|B_{1,3} dl_{1,3}|$ , где  $B_i$  — магнитное поле в магните  $M_i$ ,  $dl_i$  — элемент пути заряженной частицы в этом магните.



Р и с. I. Схема установки

На рис. I  $\Phi$  — коллиматор пучка тормозного излучения синхротрона,  $L$  — поглотитель гамма-пучка,  $K_3$  — конвертор, в котором электроны широкополосного пучка образуют фотоны тормозного излучения. Магнит  $M_4$  и детекторы  $D_e$  служат для определения энергии электронов  $E_e$  и, соответственно, для определения энергии излученных в  $K_3$  фотонов:  $E_\gamma = E_e - E_e'$ .

## 2. Расчет спектров

Поскольку в схеме всду используются тонкие мишени ( $0,05 - 0,1 X_0$ ,  $X_0$  — радиационная длина), в которых кратными процессами можно пренебречь, спектры пучка электронов с широким спектром энергий и пучка меченых фотонов несложно рассчитать, если воспользоваться сечениями тормозного излучения и рождения пар для полного экранирования  $/4,5/$ . Использование таких сечений может привести к неточности расчета лишь в небольшой области энергий вблизи верхней границы спектров, выше  $(0,95 - 0,97)E_{\max}$ .

Число электронов с энергией  $E$  в интервале  $dE$ , произведенное фотонами тормозного спектра с энергиями в интервале от  $E$  до  $E_0$

в мишени  $K_2$ , который, в свою очередь, образован электронами ускорителя с энергией  $E_0$  в мишени синхротрона  $K_1$ , составляет:

$$\frac{dN(E)}{dE} dE = \frac{7}{9} \bar{t}_1 t_2 \int_{K=E}^{K=E_0} \frac{1}{K} \left[ \frac{4}{3} \left( 1 - \frac{K}{E_0} \right) + \left( \frac{K}{E_0} \right)^2 \right] \frac{E^2}{K^3} \left[ \frac{4}{3} \left( 1 - \frac{K}{E} \right) + \left( \frac{K}{E} \right)^2 \right] dK dE = \frac{7}{9} \bar{t}_1 t_2 \left[ \frac{16}{27} \left( \frac{E_0^3 - E^3}{E_0^2 E} \right) + \frac{8}{9} \frac{(E^2 - E_0^2)}{E_0} \left( \frac{1}{E} + \frac{1}{E_0} \right) + \left( 1 - \frac{E}{E_0} \right) + \frac{4}{3} (E_0 - E) \left( \frac{4}{3} \frac{1}{E_0} + \frac{1}{E} + \frac{E}{E_0^2} \right) + \frac{4}{3} \left( 1 + \frac{E}{E_0} \right) \ln \frac{E}{E_0} \right] \frac{dE}{E_0} \quad (I)$$

где  $\bar{t}_1$  - эффективная толщина мишени ускорителя  $K_1$ ,  $t_2$  - толщина конвертора  $K_2$  ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ).

Рассчитанный спектр электронов пучка (выражение в квадратных скобках в (I)) приведен в табл. I и на рис. 2. Аппроксимирующее выражение

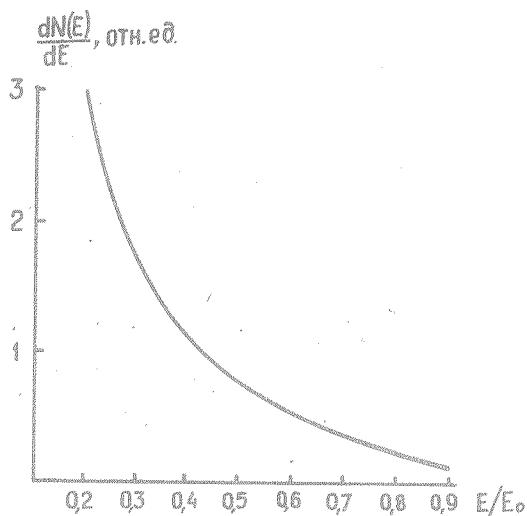
$$0,36 \left[ \frac{1}{(E/E_0)^{1,33}} - \frac{E}{E_0} \right] \quad (2)$$

с точностью  $\approx 5\%$  описывает точное выражение (I) во всем интервале энергий электронов.

Таблица I

Сравнение значений выражения в квадратных скобках (I) с формулой (2)

$E/E_0$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
(I)	7,483	3,013	1,665	1,050	0,706	0,488	0,332	0,208	0,101
(2)	7,661	2,953	1,684	1,073	0,725	0,494	0,327	0,197	0,090



Р и с. 2. Спектр электронов

Интегральный спектр электронов, т.е. число электронов с энергией, большей или равной  $E_{II}$

$$\begin{aligned}
 N(E \geq E_{II}) = \int_{E_{II}}^{E_0} \frac{dN(E)}{dE} dE = \frac{7}{9} \bar{v}_1 t_2 \left\{ \left( \ln \frac{E}{E_0} \right) \left[ 1,0370 + 1,3333 \left( \frac{E}{E_0} \right) + \right. \right. \\
 \left. \left. + 0,6667 \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 \right] - 1,7346 + 0,7778 \left( \frac{E}{E_0} \right) + 0,6111 \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 + \right. \\
 \left. + 0,3457 \left( \frac{E}{E_0} \right)^3 \right\}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Полный поток электронов с энергией, большей  $E_{II}$

$$N_t(E \geq E_{II}) = \Pi \&_k N(E \geq E_{II}), \quad (4)$$

где  $\Pi$  - число электронов, ускоренных в синхротроне в секунду,  
 $\epsilon_k$  - фактор коллимирования пучка тормозного излучения.

В табл. 2 приведены результаты расчета  $N_t(E \geq E_{\Pi})$  для различных значений  $E_{\Pi}$  при следующих исходных данных:  $\Pi = 10^{12}$  e/c,  $\epsilon_k = 0,1$ ,  $t_1 = 0,1 X_0$ ,  $t_2 = 0,05 X_0$ .

Таблица 2

Интегральный спектр электронов  $N_t(E \geq E_{\Pi})$

$E_{\Pi}/E_0$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$N_t(E \geq E_{\Pi})$	$4,12 \cdot 10^6$	$2,29 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^6$	$9,06 \cdot 10^7$	$5,7 \cdot 10^7$	$3,4 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^7$	$7,8 \cdot 10^6$	$1,95 \cdot 10^6$

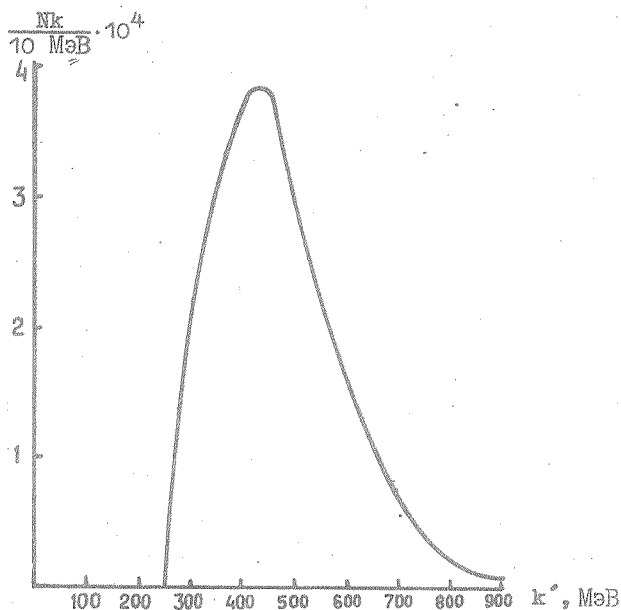
Из таблицы видно, что, например, для  $E_0 = 1$  ГэВ потоки электронов составляют при  $E_{\Pi} = 100$  МэВ  $\approx 10^8$  e/c, при  $E_{\Pi} = 800$  МэВ  $\approx 10^7$  e/c.

Система мечения фотонов регистрирует электроны отдачи из радиатора  $K_3$  толщиной  $t_3$  в определенном интервале энергий  $E_{\min}^e - E_{\max}^e$ .

Интегрирование по  $E$  (1) с использованием аппроксимирующего выражения (2) приводит к спектру меченых фотонов

$$\begin{aligned} \frac{dN(k^e)}{dk^e} dk^e &= \frac{7}{9} \bar{t}_1 t_2 t_3 \left\{ \frac{dk^e}{k^e} 0,36 \left[ \frac{4}{3} \frac{1}{0,33} E_0^{0,33} \left( \frac{1}{(k^e + E_{\min}^e)^{0,33}} - \right. \right. \right. \\ &- \left. \left. \frac{1}{(k^e + E_{\max}^e)^{0,33}} \right) - \frac{2}{3} \frac{1}{E_0^2} \left[ 2k^e (E_{\max}^e - E_{\min}^e) + (E_{\max}^e)^2 - (E_{\min}^e)^2 \right] - \right. \\ &- \left. \frac{4}{3} \frac{1}{1,33} k^e E_0^{0,33} \left[ \frac{1}{(k^e + E_{\min}^e)^{1,33}} - \frac{1}{(k^e + E_{\max}^e)^{1,33}} \right] + \frac{4}{3} \frac{k^e}{E_0^2} \times \right. \\ &\times (E_{\max}^e - E_{\min}^e) + \frac{1}{2,33} k^e E_0^{0,33} \left[ \frac{1}{(k^e + E_{\min}^e)^{2,33}} - \frac{1}{(k^e + E_{\max}^e)^{2,33}} \right] - \\ &\left. \left. - \frac{k^e}{E_0^2} \ln \frac{k^e + E_{\max}^e}{k^e + E_{\min}^e} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

На рис. 3 приведен спектр меченых фотонов, рассчитанный для ускорителя "Пахра" при следующих значениях параметров:  $\Pi = 10^{12}$  е/с,  $\xi_k = 0,1$ ,  $\bar{t}_1 = 0,1 X_0$ ,  $t_2 = 0,05 X_0$ ,  $t_3 = 0,05 X_0$ ,  $\Delta k = 10$  МэВ.



Р и с. 3. Спектр меченых фотонов.

Из рисунка видно, что в данном методе интервал энергий меченых фотонов в два раза шире, чем в случае использования пучка монохроматических электронов, в то же время потоки меченых фотонов сопоставимы с потоками, получаемыми на выведенных электронных пучках.

Поступила в редакцию  
18 июня 1980 г.

## Л и т е р а т у р а

1. В. П. Агафонов, Б. Б. Говорков, С. П. Денисов, Е. В. Минарик, ИТЭ №5, 47 (1962).
2. D. O. Caldwell et. al., Rev. Sci. Instr., 36, 283 (1965).
3. T. A. Armstrong et. al., Phys. Lett., 34B, 535 (1971).
4. С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, ГИИТЛ, Москва, 1948 г.
5. Б. Росси, Частицы высоких энергий, ГИИТЛ, Москва, 1955 г.