

С3496  
С-958



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ОТДЕЛ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

---

Р-2354

Б.С. Сычев, А.П. Череватенко

ОСЛАБЛЕНИЕ ПУЧКОВ  $\mu$  -МЕЗОНОВ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
В ЗАЩИТЕ

Дубна 1965

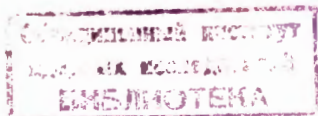
P-2354

Б.С. Сычев, А.П. Черватенко

ОСЛАБЛЕНИЕ ПУЧКОВ  $\mu$  -МЕЗОНОВ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
В ЗАЩИТЕ

Направлено в сборник МИФИ

Дубна 1985



3602/1, кр.

Прогресс в создании ускорителей частиц на очень высокие энергии и с высокой интенсивностью пучков ставит в качестве технической задачи вопрос защиты от  $\mu$ -мезонов.

Ввиду малого сечения ядерного взаимодействия  $\mu$ -мезоны высоких энергий имеют значительные пробеги в защитных средах. Изменение плотности потока  $\mu$ -мезонов по толщине защиты происходит практически только в результате их кулоновского рассеяния на ядрах. Теория прохождения заряженных частиц высоких энергий через поглотители наиболее полно освещена в монографиях <sup>1,2/</sup>. Основные результаты теории рассматриваются в настоящей работе применительно к задаче гашения янтивидного пучка  $\mu$ -мезонов.

Моноэнергетический пучок  $\mu$ -мезонов, падающий нормально на полубесконечный поглотитель, приобретает в нем определенное пространственное распределение. Функция распределения представляет собой решение соответствующего кинетического уравнения, описывающего многократное рассеяние  $\mu$ -мезонов с учетом ионизационных потерь энергии, и может быть представлена в виде:

$$\Phi(t, r) = \frac{I(E_0)}{\pi X_0^2 \frac{r^2}{t^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{t^2}\right), \quad (1)$$

причем

$$\frac{1}{I(E_0)} \int_0^\infty \Phi(t, r) 2\pi r dr = 1, \quad (2)$$

где  $I(E_0)$  - полный поток мезонов с энергией  $E_0$ , падающий на поглотитель, мез/сек;

$\Phi(t, r)$  - плотность потока мезонов на толщине  $t$ , имеющих радиальное отклонение от оси падающего пучка  $r$ , мез/м<sup>2</sup> сек;

$\overline{r^2}$  - среднее квадратичное радиальное отклонение мезонов,

$$\overline{r^2} = \frac{2E_k^2}{\beta^3} \left[ (E_0 - \beta t) \ln \frac{E_0 - \beta t}{E_0} + \frac{(E_0 - \beta t)\beta t}{2E_0} + \frac{\beta t}{2} \right], \quad (3)$$

$$E_k = E_0 = mc^2 \sqrt{4\pi \cdot 137} = 21 \text{ Мэв,}$$

$t$  — толщина поглотителя, выраженная в радиационных единицах длины,

$\beta$  — усредненные по полному пробегу ионизационные потери энергии  $\mu$  — мезонов, отнесенные к одной радиационной единице длины,

$$\beta = \overline{(-dE/dx)} X_0, \quad (4)$$

$X_0$  — радиационная единица длины, м. В таблице 1 приводятся значения радиационных единиц длины некоторых элементов <sup>1/2</sup>.

Т а б л и ц а 1  
Радиационные единицы длины элементов

Элемент	$H_1^1$	$C_6^{12}$	$O_8^{16}$	$Mg_{12}^{24}$	$Al_{13}^{27}$	$Si_{14}^{28}$
$X_0, \text{кг/м}^2$	620	400	321	234	227	205
Элемент	$S_{16}^{32}$	$Ca_{20}^{40}$	$Fe_{26}^{56}$	$Cu_{29}^{64}$	$Ba_{56}^{137}$	$Pb_{82}^{207}$
$X_0, \text{кг/м}^2$	185	158	125	115	69	52

Для вещества, состоящего из нескольких элементов, величина  $X_0$  вычисляется на основании следующего соотношения:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \eta_i \frac{1}{X_{0i}}, \quad (5)$$

где  $\eta_i$  — весовое содержание  $i$  — того элемента. Значения  $X_0$  для некоторых типов бетонов приводятся в таблице 2.

Т а б л и ц а 2  
Радиационные единицы длины для бетонов

Тип бетона	Обычный ( Fe - 2,0 вес. % )	Гематитовый ( Fe - 50 вес. % )	На стальном заполнителе ( Fe - 85 вес. % )	Баритовый ( Ba - 42 вес. % )
Плотн. бетона, $\text{кг/м}^3$	2350	3800	4600	3500
$X_0, \text{кг/м}^3$	248	149	139	115

Входящие в (4) значения  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$  как функция начальной энергии  $E_0$   $\mu$ -мезонов находились из следующего условия:

$$\int_0^{E_0} \frac{dE}{(-dE/dx)} = \frac{E_0}{(-dE/dx)} \quad (6)$$

На рис. 1 представлены ионизационные потери энергии  $\frac{1}{\rho} \left(-\frac{dE}{dx}\right)$   $\mu$ -мезонов в бетоне (таблица 2); для сравнения приведены кривые  $\frac{1}{\rho} \left(-\frac{dE}{dx}\right)$  в алюминии и железе. Зависимости  $\frac{1}{\rho} \left(-\frac{dE}{dx}\right)$  от энергии  $\mu$ -мезонов получены расчетным путем по формуле Бете-Блоха для частиц тяжелее электрона <sup>13/</sup>.

Результаты расчетов  $\frac{1}{\rho} \left(-\frac{dE}{dx}\right)$ , проведенных с использованием данных <sup>14/</sup>, рис. 1 и соотношения (6), представлены на рис. 2. С точки зрения физики защиты необходимо знание геометрического места точек, в которых поток частиц имеет заданное значение  $\Phi_1$ , например, предельно допустимое. Из (1) легко получаем:

$$r(t) = \left\{ -\overline{r^2}(t) \ln \left[ \pi \overline{r^2}(t) X_0^2 \Phi_1 / I_0 \right] \right\}^{1/4} \quad (7)$$

Таким образом, выражение (7) описывает форму поглотителя моноэнергетического пучка  $\mu$ -мезонов. Для иллюстрации на рис. 3 изображены рассчитанные формы поглотителя из гематитового бетона для различных начальных энергий  $E_0$  и  $\Phi_1 / I_0 = 10^{-1} \text{ м}^{-2}$ .

Можно показать, что максимальный радиальный размер поглотителя  $r_{\max}$ , который обеспечивает допустимый поток, достигается на толщинах, меньших полного пробега мезонов с энергией  $E_0$ , при выполнении условия (8):

$$\frac{\Phi_1 E_0}{I_0} > \frac{X_0}{e \pi E_k^2} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^3 \quad (8)$$

где  $e$  - основание натуральных логарифмов. В этом случае

$$r_{\max}^2 = \frac{I_0}{e \pi \Phi_1} \quad (9)$$

откуда следует, что при выполнении условия (8) максимальный поперечный размер пучка  $\mu$ -мезонов не зависит ни от энергии  $E_0$ , ни от материала поглотителя.

В том случае, когда пучок  $\mu$ -мезонов характеризуется энергетическим спектром  $q(E_0)$ , распределение плотности потока  $\Phi(t, r)$  представляется в виде интеграла:

$$\Phi(t, r) = \int \frac{\exp[-r^2/\overline{r^2}(t, E_0)]}{\pi X_0^2 \overline{r^2}(t, E_0)} q(E_0) dE_0 \quad (10)$$

Конфигурация ловушки, определяемая условием  $\Phi(t, r) = \Phi_1$ , находится решением уравнения (10) относительно  $r$ .

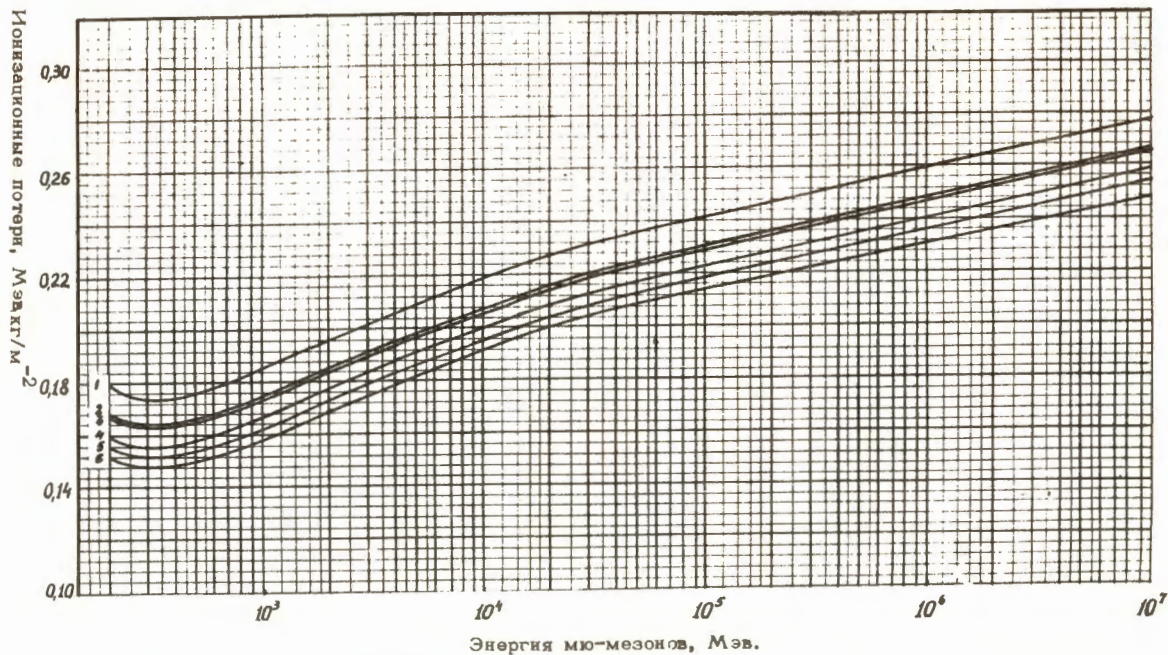
Изложенный метод расчета ослабления потоков  $\mu$ -мезонов в защите справедлив в предположении, что ионизационные потери энергии являются преобладающими. Потери энергии на тормозное излучение, образование пар и ядерные взаимодействия составляют (для грунта)  $\approx 4 \cdot 10^{-7} (\text{м}^2/\text{кг}) E^{5,8/}$ . Поэтому учет только ионизационных потерь энергии при вычислении  $\overline{\Gamma^2}(t, E_0)$  справедлив для значений  $E_0$  не выше  $(3-5) 10^5$  Мэв.

В заключение авторы выражают благодарность В.П. Желепову и М.М. Комочкову за полезные обсуждения результатов настоящей работы и сделанные замечания.

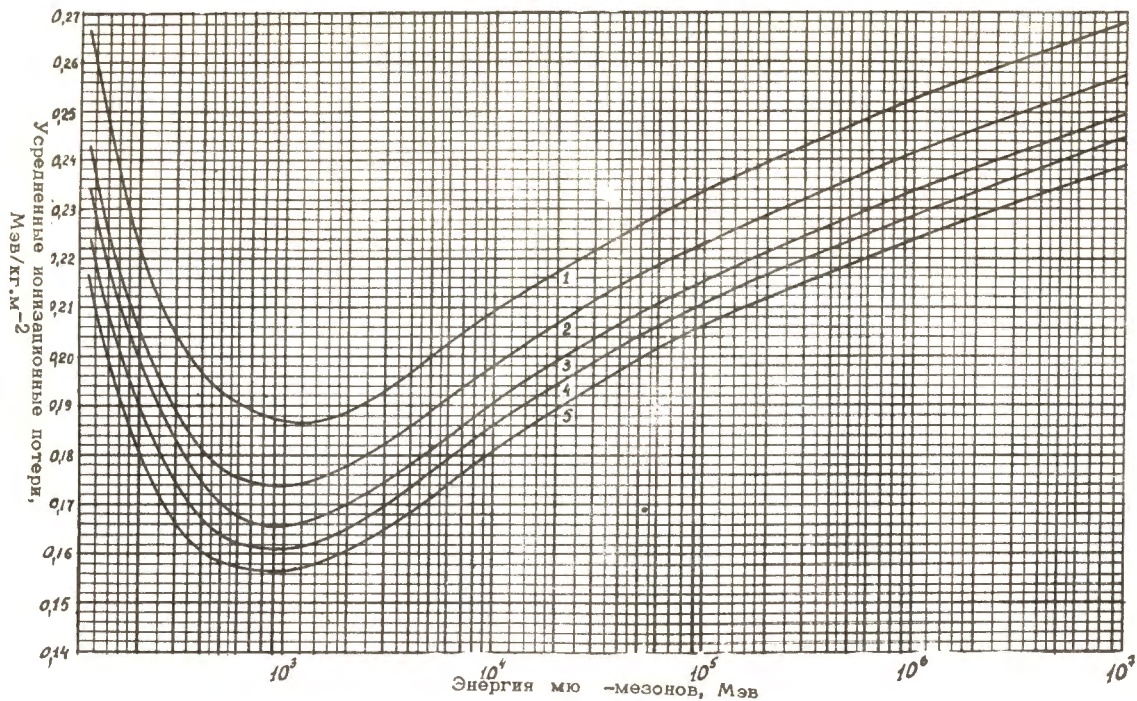
#### Л и т е р а т у р а

1. Е. Росси. Частицы больших энергий. ГИТТЛ, М., 1955.
2. С.З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах. ОГИЗ . Гостехиздат, М-Л, 1948.
3. R.M. Sternheimer. Phys. Rev., 88, 851 (1952).
4. R.M. Sternheimer. Phys. Rev., 115, 137 ( 1959).
5. Ю.В. Вавилов и др. Изв. АН СССР, серия физ., 28 , 1857 (1964).
6. Ю.Д. Котов и П.Л. Розенталь. Изв. АН СССР, серия физ., 28 , 1866 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 сентября 1965 г.

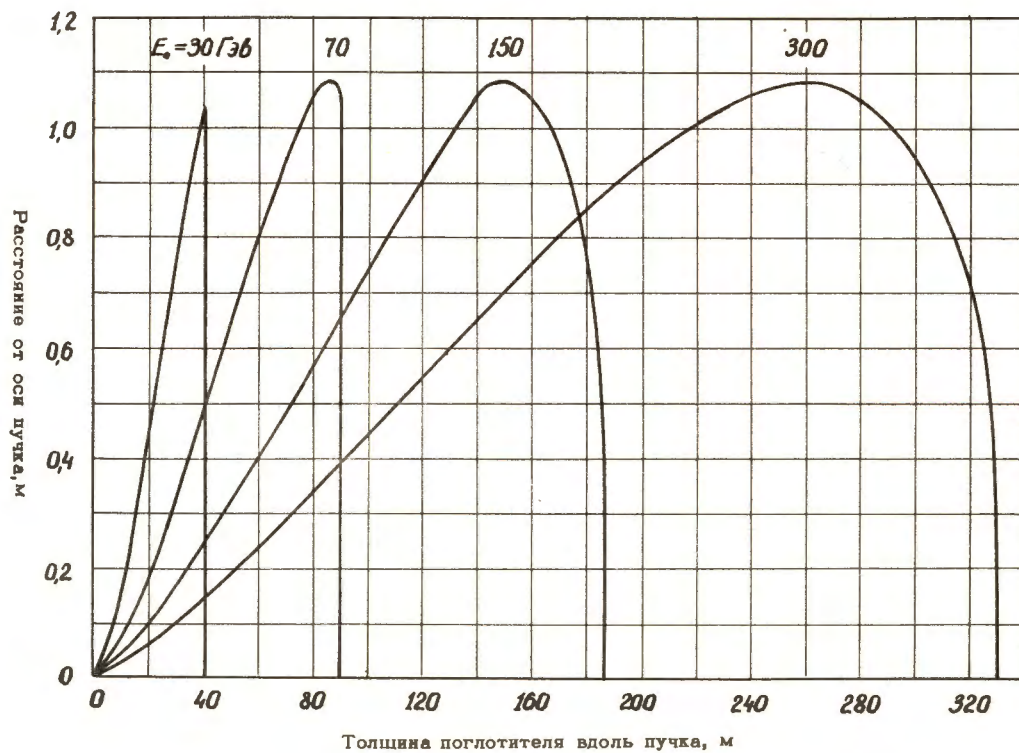


Р и с. 1. Средние ионизационные потери энергии  $\mu$ -мезонов в различных материалах. 1 - бетон,  $\rho = 2350 \text{ кг/м}^3$ ; 2 - бетон,  $\rho = 3600 \text{ кг/м}^3$ ; 3 - алюминий; 4 - бетон,  $\rho = 4800 \text{ кг/м}^3$ ; 5 - бетон,  $\rho = 3500 \text{ кг/м}^3$ ; 6 - железо.



Р и с. 2. Усредненные по полному пробегу ионизационные потери энергии  $\mu$ -мезонов в различных материалах.  
 1 - бетон,  $\rho = 2350 \text{ кг/м}^3$ ; 2 - бетон,  $\rho = 3600 \text{ кг/м}^3$ ; 3 - бетон,  $\rho = 4600 \text{ кг/м}^3$ ; 4 - бетон,  $\rho = 3500 \text{ кг/м}^3$ ; 5 - железо.





Р и с. 3. Форма поглотителя для различных начальных энергий пучка  $\mu$ -мезонов.