

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



3-177

18/vin-75  
P16 - 8871

Л.Н.Зайцев

3028/2-75

ИНЖЕНЕРНЫЙ СПОСОБ РАСЧЕТА  
ЗАЩИТЫ ПРОТОННЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ  
УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**1975**

P16 - 8871

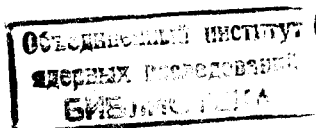
Л.Н.Зайцев\*

**ИНЖЕНЕРНЫЙ СПОСОБ РАСЧЕТА  
ЗАЩИТЫ ПРОТОННЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ  
УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Направлено в сб. "Материалы и конструкции  
защит ядерных установок"

---

\* Московский инженерно-физический институт



Современный ускоритель частиц представляет собой сложный комплекс физической аппаратуры, оборудования и защиты. При разработке инженерного способа расчёта необходимо прежде всего внести систематизацию в геометрию "источник-защита". На рис.1а показана типичная для синхротронов геометрия источника первичных частиц (потерь) -  $S(E'_0, Z)$ , где  $E'_0$  - переменная энергия<sup>/1/</sup>;  $Z$  - текущая координата в направлении движения пучка.

Разделим криволинейный источник на  $2n$  участков по  $\Phi_0$  и будем считать, что на участке  $\Delta Z_i$  - равномернораспределённые потери, распространяющиеся линейно к  $\pm \infty$ . Средняя величина потерь в пределах участка  $L_i \approx SE'_0$ , ГэВ на см в сек, где  $S$  - число первичных частиц на см в сек. Аналогично можно разделить линейный источник по тракту выведенного или вторичных пучков.

В результате взаимодействия первичных частиц с ядрами мишеней, конструкционных материалов и защиты возникают источники вторичных частиц, поэтому кольцо и тракты пучков заключены в защиту, как показано, например, на рис.1б, в. Любую реальную защиту можно приближённо представить суперпозицией элементов цилиндрических слоёв (рис.1г), разделив сечение защиты на каждом  $\Delta Z_i$  на  $2m$  участков\* по  $\Phi$  /2/.

---

\* Разделять на чётное число участков удобно (см. /2/), но не обязательно.

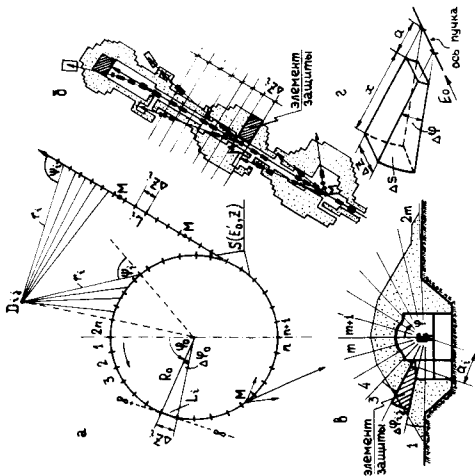


Рис.1 Геометрия "источник-защита"

а) схема разделения кольца и тракта пучка на участки  $\Delta z_i$ ; б) пример защиты тракта (план); в) пример защиты кольца (разрез); г) цилиндрический элемент защиты.

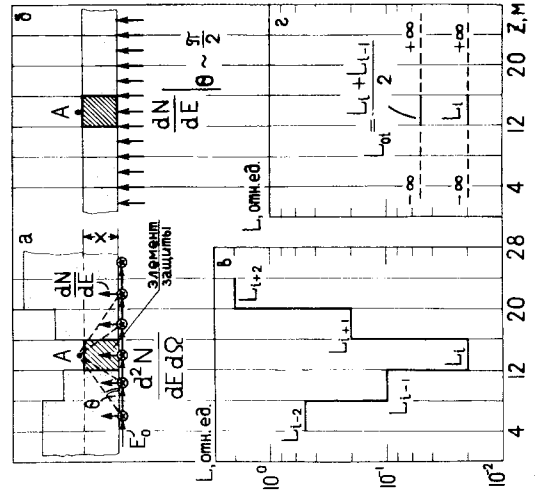


Рис. 2 К обновлению модели расчёта

а) реальная геометрия; б) идеализированная геометрия; в) действительное распределение потерь; г) распределение потерь, эквивалентное действительному.

Теперь рассмотрим основную физическую гипотезу, заложенную в модель расчёта. Будем считать, что форма спектра нейтронов за защитой, состоящей из цилиндрических слоёв, от анизотропного источника вторичных адронов с распределением  $d^2N/dE d\Omega$  (рис.2а) эквивалентна форме спектра нейтронов за плоской защитой от мононаправленного источника адронов со спектром  $dN/dE$  при  $\theta \sim \pi/2$  (рис.2б).

Тогда можно решить уравнение переноса адронов в одномерной геометрии и определить ослабление мощности дозы  $D$  от  $x$ , причём вычисления надо выполнить только один раз: для одного элемента защиты (при разных  $x$ ) и для одного спектра  $dN/dE$ , поскольку при  $\theta \sim \pi/2$  он слабо зависит от  $E_0^{1/3}$ . Результаты, полученные для одного элемента, достаточны, чтобы рассчитать боковую (верхнюю) защиту синхротронов, которая обычно составляет более 90% от общего объёма защиты ускорителей (кроме ловушек).

Впервые эта идея была высказана К.О'Брайном<sup>/4/</sup>, который решил уравнение переноса нейтронов в  $P_3$ -приближении и получил:

$$D(x) = 2\pi a \int_{E_{min}}^{E=500 \text{ МэВ}} \kappa(E) f(E, x, \mu) dE, \quad (1)$$

где  $\mu$  - косинус угла к нормали относительно оси пучка;  $f(E, x, \mu)$  - число нейтронов за плоской защитой толщиной  $x$  в направлении  $\mu$  на единицу энергии на стерадиан в секунду;  $\kappa(E)$  - функция перевода плотности потока нейтронов в мощность эквивалентной дозы. На рис. 3 приведены зависимости  $D(x)$  для железа и бетонов (грунта) с различным содержанием воды. Для гетерогенной защиты из железа + бетон (не менее 50 см) можно пользоваться кривыми для бетонов.

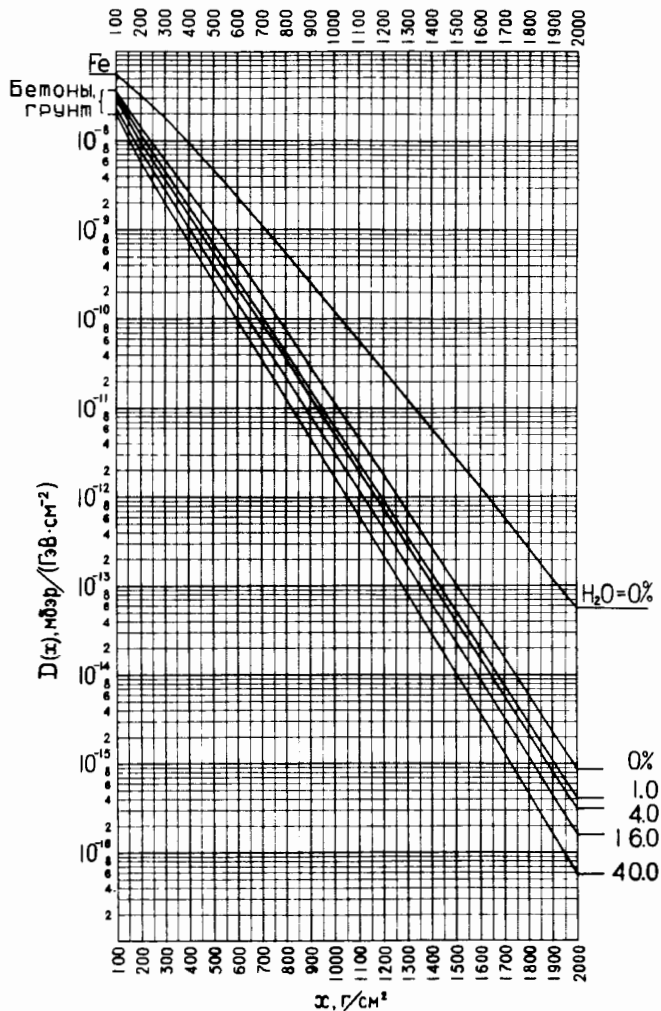


Рис. 3 Номограмма для определения толщины защиты

Однако эти результаты были применены только к сплошной цилиндрической защите с постоянным радиусом  $\alpha > 2$  м и равномерно-распределённым потерям по  $Z$  в диапазоне энергий от 0,8 до 500 ГэВ<sup>5/</sup>. При неравномерных потерях (рис.2в) возможно искажение спектра в точке А за счёт "подпитки" высокоэнергетическими нейтронами с соседних участков источника. По этой причине, по-видимому, считали задачи (рис.2а,б) не эквивалентными.

Мы провели серию проверочных расчётов защиты при различных параметрах  $E_0, L_i, \Delta Z, \alpha, R_0, \alpha$  и др. В расчётах использовался как метод Монте-Карло<sup>6/</sup>, так и метод "лучевого анализа"<sup>7,8/</sup>. Распределения  $d^2N/dE d\Omega$  при больших углах  $\theta$ , закладываемые в расчёты из разных работ<sup>9,10,11/</sup>, предварительно сравнивались между собой. Путём анализа полученных результатов и сравнения их с данными экспериментов<sup>12-15/</sup> удалось подтвердить справедливость указанной выше гипотезы для более общего случая.

Во-первых, ограничения в способе расчёта из-за кривизны источника наступают при радиусах  $R_0 < R_0^{min}$ , указанных в табл. I.

Значения  $R_0^{min}$  Таблица I

$E'_0, \text{ ГэВ}$	1	10	50	100	300	600	1000
$R_0^{min}, \text{ м}$	10	30	70	90	120	170	200

Во-вторых, анизотропия источника не сильно сказывается на абсолютном значении потока в точке А (рис.2) при перепадах в потерях: на предыдущих участках не более, чем в 5 раз, а на последующих - не более, чем в 10 раз. При любых  $E'_0$  длина участка  $\Delta Z_i$  не должна быть меньше 2 м.

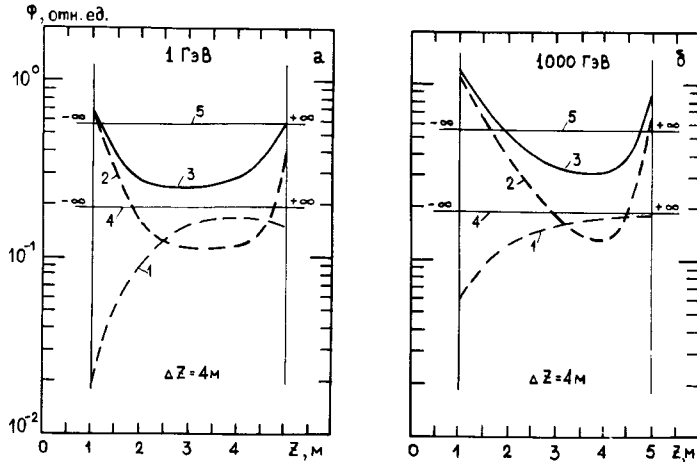


Рис.4 Распределение плотности потока нейтронов с  $E > 25$  МэВ на  $i$ -ом участке от потерь протонов (рис.2):  
 1 -  $L_i$  (только на участке); 2 -  $L_{i-1} + L_{i-2} + L_{i+1} + L_{i+2}$ ; 3 - сумма (1) и (2);  
 4 -  $L_i$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ ; 5 -  $I/2 (L_i + L_{i-1})$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

На рис.4, для примера, представлены результаты одного из проверочных расчётов для наихудшего расположения элементов защиты (рис. 2а) и максимально возможных в практике перепадах потерь /14-16/ между участками (рис. 2в).

В третьих, ход кривых (рис.3) проверялся сравнением с данными работ /18,19/ и с вычислениями их по программе HAMLET /20/. Было получено хорошее согласие, однако наблюдалось некоторое различие в абсолютных значениях  $D(x)$  в зависимости от  $E'_0$ . Этот недостаток можно устранить введением в расчёт коэффициента  $\epsilon_p(E'_0)$  (табл.2), который одновременно учитывает некоторое изменение спектра  $dN/dE$  при  $\theta \sim \pi/2$  от  $E'_0$ , вклад в развитие меядерного каскада протонов и  $\pi$ -мезонов, вклад в дозу за защитой заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов - т.е. факторы, неучтённые в работе /4/.

Таблица 2

Значение  $\epsilon_p(E'_0)$  для протонных ускорителей

$E_0$ , ГэВ	1+5	5+10	10+30	30+100	100+300	300+600	600+2000
$\epsilon_p(E'_0)^*$	1.2	1.0	0.6	0.4	0.2	0.14	0.08

$$*) \epsilon_p(E'_0) = \frac{D(x) - K.O'Brien}{D(x) - HAMLET}$$

Не вдаваясь больше в детали физических рассуждений (это является предметом отдельной статьи), кратко изложим суть метода расчёта. Мощность эквивалентной дозы за элементом защиты толщиной  $x$  и с радиусом  $a$  определяется следующим выражением /5/:

$$\tilde{D}(x, a) = \frac{V_*}{2\pi a} \cdot S \cdot D(x), \text{ [дЗр/сек]} \quad (2)$$

где  $S$  - число потерянных частиц на участке  $\Delta Z_i$ ,  $\text{см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$ ;

$\nu_*$  - число неупругих взаимодействий, отнесённых к элементу защиты с радиусом  $\alpha$ , см.

Число неупругих взаимодействий в железе можно определить<sup>/5/</sup>:

а) для протонных ускорителей  $\nu_* \approx 2 E'_0$ ; (3)

б) для электронных ускорителей  $\nu_* \approx 2,34 \cdot 10^{-3} E'_0 \log(5E'_0)$ , (4)

Выполнение условия:  $\tilde{D}(\alpha, \alpha) = D$  (допустимая) означает решение поставленной задачи.

Приведём формулы, удобные для практических расчётов защиты.

Подставив (3) и (4) в выражение (2) и сделав простые преобразования с учётом других размерностей, запишем:

а) для протонных ускорителей -

$$D(\alpha) = 7 \times 10^{-7} \frac{\alpha \cdot E_p \cdot D_{\text{доп}}}{L_0} [\text{мбэр}/(\text{ГэВ} \cdot \text{см}^{-2})]; \quad (5)$$

б) для электронных ускорителей -

$$D(\alpha) = 4 \times 10^{-4} \frac{\alpha \cdot E_p \cdot D_{\text{доп}}}{L_0 \log(5E'_0)} [\text{мбэр}/(\text{ГэВ} \cdot \text{см}^{-2})]. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6): потери  $L_0 = I/2 (L_i + L_{i-1})$ , в соответствии с рис.4;  $D_{\text{доп}}$  - предельно допустимая мощность дозы на наружной поверхности данного элемента защиты, мбэр/час,  $E_p$  - при оценках можно принять равным  $I$ .

По значениям  $D(\alpha)$  с помощью графиков, приведённых на рис.3, определяется толщина защиты  $\alpha$  для каждого элемента.

В таблице 3 результаты расчёта настоящим способом сравниваются с результатами расчёта другими методами<sup>/4,17,19/</sup>, причём, по<sup>/19/</sup> расчёты были выполнены двояко: а) по лучам в зависимости от угла  $\theta$  (рис.2) для толстой медной мишени (рис.5); б) по заданным потерям  $L_{0i}$  в районе мишени. Во всех случаях согласие вполне удовлетворительное.

Для оценки дозного поля вокруг ускорителя надо знать выход нейтронов с поверхности  $\Delta S$  элемента защиты:  $q = J \cdot \Delta S$ , где  $J$  - ток нейтронов через поверхность, зависящий от их углового распределения. В работе<sup>/3/</sup> обсуждается подход к определению углового распределения поверхностных и эквивалентных им точечных источников нейтронов. Делается вывод, что вид углового распределения нейтронов на поверхности типичных защит не существенно влияет на величины  $D_{ij}$  (см. рис.1а).

Будем считать, что каждый участок  $\Delta Z_i$ , состоящий из  $2m$  элементов, есть точечный изотропный источник нейтронов со спектром  $f(E, \alpha, \mu)$ .

Тогда выход равен:

$$q_i \approx 4,5 \sum_{j=1}^{i=2m} D_{\text{доп}}^{ij} \Delta S_{ij}, \text{ нейтр.сек}^{-1} \quad (7)$$

где коэффициент  $4,5 = (3,5 \times 0,5) / 0,4$  учитывает полное число нейтронов (3,5) в спектре  $f(E, \alpha, \mu)$ , вид источника (0,5) и дозовый эквивалент (0,4), (мбэр.час<sup>-1</sup>) / нейтр.см<sup>-2</sup>сек<sup>/17,19/</sup>;

$\Delta S = \Delta Z \Delta \varphi (\alpha + \alpha)$  - площадь наружной поверхности защиты, см<sup>2</sup> ( $\Delta \varphi$  - в радианах,  $\alpha$  - в см.). Поскольку после компоновки защиты и оборудования  $D_{\text{доп}}^{ij}$  обычно не соответствует дозе  $\tilde{D}_{ij}(\alpha, \alpha)$ , последнюю целесообразно вычислять из формул (5), (6) по действительным значениям и подставлять в (7) вместо  $D_{\text{доп}}^{ij}$ .

Мощность дозы в любой точке поля определяется из выражения:

$$D_{ij} = \sum_{i=1}^{i=2n} q_i D(r_i), [\text{мбэр}/\text{час}] \quad (8)$$

где  $D(r_i)$ , (мбэр/час<sup>-1</sup>) / (нейтр.сек<sup>-1</sup>), вычислена методом Монте-Карло<sup>/21/</sup> с учётом границы раздела "земля-воздух" в предположении постоянного спектра нейтронов  $f(E, \alpha = \text{const.})$  для любого элемента защиты (рис.6).

Исходные данные и результаты защиты ускорителей

Ускоритель	Исходные данные				Результаты расчета $\Sigma$ , г/см <sup>2</sup>				
	Площадь участка ГэВ	$L_0$ , ГэВ см.сек.	$L_1$ , ГэВ см.сек.	$\alpha$ , см	$\theta$ , град	Доза мбэр	По данной работе	По работам других авторов	
$\gamma=1$							$\alpha/197$	$\theta/197$	
44	I	$1,0 \cdot 10^7$	$6,0 \cdot 10^6$	200	130	0,9	800	940	820
45	то же	$1,6 \cdot 10^8$	$4,9 \cdot 10^7$	то же	110	0,6	1080	1090	1040
I	"	$1,6 \cdot 10^9$	$8,8 \cdot 10^8$	"	70	0,2	1500	1460	1500
Бустер 2	"	$1,4 \cdot 10^8$	$8,7 \cdot 10^8$	"	40	0,6	1380	1150	1400
(проект) 3	"	$8,3 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^8$	"	20	2,5	1000	790	1000
4	"	$1,0 \cdot 10^7$	$4,5 \cdot 10^7$	"	10	4,2	860	-	880
5	"	$6,2 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^6$	"	0	5,7	650	-	640
6-43	"	$2,2 \cdot 10^6$	-	200	90	5,7	500	-	480
ЦЕРН	25,5	$1,8 \cdot 10^7$	-	200	90	0,8	1000	1147	1177
	25,5	$9,0 \cdot 10^8$	-	200	то же	0,8	1150	1085*	1085
	25,5	$9,0 \cdot 10^8$	-	200	"	0,8	1420	1240	1240
НАУ	200	$9,2 \cdot 10^8$	-	400	"	0,25	1560	1455	1470
ЦЕРН (проект)	300	$2,4 \cdot 10^9$	-	580	"	0,8	1560	1600	1590
								1585	1570

\* -экспериментальная величина

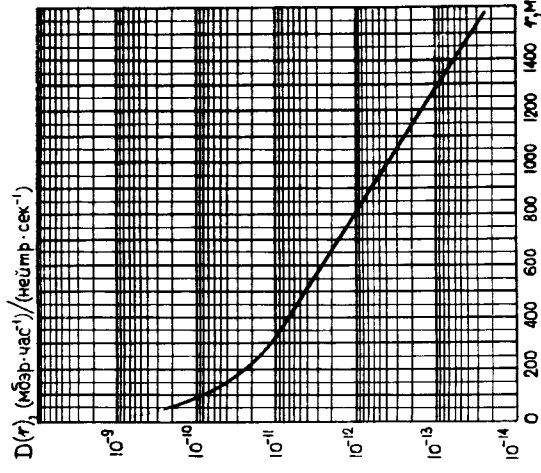


Рис. 6 Зависимость мощности эквивалентной дозы от расстояния (изотропный источник)

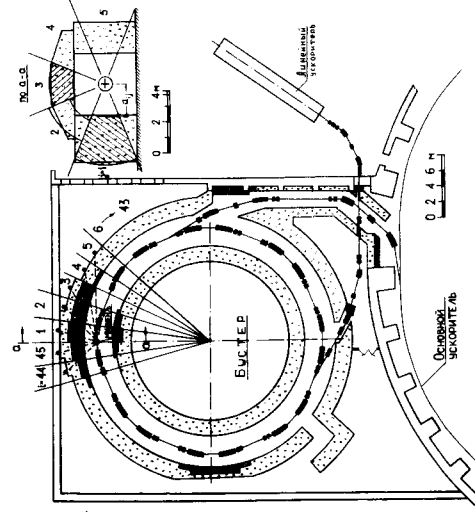


Рис. 5 Пример защиты бустера на I ГэВ. Цифрами обозначены номера участков  $\Delta Z_i$  и  $\Delta \varphi_i$  - точки, в которых принимался допустимый эквивалент мощности дозы



В случае разных спектров нейтронов за элементами защиты и более корректном учёте их углового распределения расчёт  $D_i$  следует проводить методом<sup>/2/</sup> по программе RAZGON для ЭВМ БЭСМ-6.

Пример расчёта. Требуется определить защиту бустера на I Гэв с радиусом  $\bar{R}_0 = 14,3$  м, работающего в режиме медленного вывода пучка с эффективностью 90%. Внутренние размеры туннеля  $4 \times 4$  м<sup>2</sup>. Материал защиты бетон плотностью  $2,35$  г/см<sup>2</sup>, с содержанием воды  $\sim 4\%$  по весу. Остальные исходные данные приведены в табл.3.

1. Проверяем по табл.1 условие  $\bar{R}_0 > R_0^{min}$  и делим кольцо на 45 участков ( $\Delta Z_i = 2$  м), а сечение туннеля на 5 секторов ( $\Delta \varphi \approx 0,4$  радиан), как показано на рис.5.

2. Пересчитываем заданные квазипотери  $L_i$  вблизи мишени, например, для участка  $i = 1$ :

$$L_{0,1} = \frac{I}{2} (L_1 + L_{45}) = \frac{I}{2} (1,6 \cdot 10^9 + 1,6 \cdot 10^8) = 8,8 \cdot 10^8 \text{ Гэв/см сек.}$$

3. Вычисляем  $D_1(x)$  по формуле (5) при  $a_{1,1} = 200$  см,

$$D_{0,1}^{1,1} = 0,2 \text{ мбэр/час (табл.3) и } \epsilon_p = 1,2 \text{ (табл.2):}$$

$$D_1(x) = 7 \cdot 10^{-7} \frac{a_1 \cdot \epsilon_p \cdot D_{0,1}^{1,1}}{L_{0,1}} = 7 \cdot 10^{-7} \frac{200 \cdot 1,2 \cdot 0,2}{8,8 \cdot 10^8} \approx 4 \cdot 10^{-14}$$

4. Определяем по графику (кривая  $-4\%$  H<sub>2</sub>O, рис.3) при

$D_1(x) = 4 \cdot 10^{-14}$  значение  $x_1 = 1500$  г/см<sup>2</sup>, что соответствует толщине защиты  $1500 : 2,35 = 640$  см (6,4 м).

В заключение автор выражает благодарность В.В.Фролову за поддержку настоящей работы, В.Б.Хвостову и Н.В.Мохову за выполнение некоторых расчётов, а также Б.С.Сычёву за полезные консультации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Н.Зайцев и др. ОИЯИ, P16-6059, Дубна, 1971
2. Л.Н.Зайцев и др. ОИЯИ, P16-6185, Дубна, 1972
3. Л.Н.Зайцев, В.Б.Хвостов. Сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", Вып. 14, М., Атомиздат, 1975, стр.48
4. K.O'Brien and I.E. McLaughlin. Nucl.Instr. & Meth. 60, 129 (1968)
5. K.O'Brien. Rep.HASL-203, New York, 1968
6. В.А.Григорьев и др. Сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", Вып. 13, М., Атомиздат 1973, стр.38
7. Б.С.Сычёв. Атомная энергия, 32, 155 (1972)
8. Б.С.Сычёв. Сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", Вып.14, М., Атомиздат, 1975, стр.41
9. J.Ranft. Rep. CERN-LABII-RA/73-2, 1973
10. А.Я.Серов, Б.С.Сычёв. "Труды Радиотехнического института АН СССР, №14, 1973, стр.173
11. Л.Р.Кимель, Н.В.Мохов. Сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", Вып. 14, М., Атомиздат, 1975, стр.14
12. L.Hoffman and A.H.Sullivan. Nucl.Instr.Meth., 32, 63 (1965)
13. W.R.Casey et.al. Nucl.Instr.Meth., 55, 253 (1967)
14. W.S.Gilbert et.al. Rep. UCRL-I794I, 1968
15. Г.И. Бритвич и др. ИФВЭ, ОРЗ 72-47, Серпухов, 1972
16. V.Ya.Gvozdev et.al. Particle Accelerators, 4, 129 (1973)
17. I.T.Routti and R.H.Thomas, Nucl.Instr.Meth., 76, 157 (1969)
18. R.G.Alsmiller et.al. Nucl.Instr.Meth., 72, 213 (1969)
19. Б.В.Манько, Б.С.Сычев. Труды Радиотехнического института АН СССР, №9, 1971, стр.117

20. Г.И.Бритвич и др. ИФБЭ ОРЗ 74-86, Серпухов, 1974

21. Л.Р.Кимель и др. ОИЯИ, П16-6182, Дубна, 1972

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 мая 1975 г.